"En el principio fue una enorme explosión". Ésta podría ser la frase inicial de una biblia científica sobre el origen del Universo, y el autor de este libro, el premio Nobel Steven Weinberg, es uno de los que más ha contribuido al descubrimiento de este origen. Pero, además, Weinberg es también quien más ha hecho por difundir entre el público no especialista la teoría sobre la "Gran Explosión", al escribir *Los tres primeros minutos del Universo*. En este libro, Weinberg explica las bases científicas sobre las que se basa la teoría, y cuál fue el estado del Universo durante los primeros minutos de su existencia.

Steven Weinberg es uno de los máximos especialistas mundiales en física de partículas, y en 1979 recibió el premio Nobel por sus contribuciones a la elaboración de una teoría unificada de las fuerzas físicas fundamentales. En la actualidad es profesor en la Universidad de Austin (Texas).

Los tres primeros minutos del Universo

S. Weinberg

9



Los tres primeros minutos del Universo

Steven Weinberg

Biblioteca
Científica
Salvat

pág 2. F





Los tres primeros minutos del Universo

Biblioteca
Científica
Salvat



Los tres primeros minutos del Universo

Steven Weinberg

SALVAT

Versión española de la obra *The First Three Minutes – A Modern View of the Universe*, publicada por Basic Books, Inc., Publishers (New York)

Traducción: Néstor Míguez
Diseño de cubierta: Ferran Cartes / Montse Plass

ISBN: 84-345-8880-3 (Obra completa)
ISBN: 84-345-8889-7 (Volumen 9)
Depósito Legal: B-27523-1993
Publicada por Salvat Editores, S.A., Barcelona
Impresa por Printer, i.g.s.a., Septiembre 1993
Printed in Spain

ÍNDICE

A mis padres

PREFACIO

Este libro surgió de una charla que di en el Centro de Estudiantes de Ciencias de Harvard en noviembre de 1973. Erwin Glikes, presidente y editor de Basic Books, oyó hablar de esta charla a un amigo común, Daniel Bell, y me instó a que la convirtiera en un libro.

Al principio la idea no me entusiasmó. Aunque he realizado algunos pequeños trabajos de investigación en cosmología de tanto en tanto, mi labor ha estado dedicada en mucha mayor medida a la física de lo muy pequeño, la teoría de las partículas elementales. Por otra parte, la física de partículas elementales ha sido un campo extraordinariamente activo en los últimos años, y yo había estado demasiado tiempo apartado de él, escribiendo artículos no técnicos para diversas revistas. Tenía muchos deseos de volver de lleno a mi *hábitat* natural, la *Physical Review*.

Sin embargo, no pude dejar de pensar en la idea de un libro sobre el Universo primitivo. ¿Qué puede ser más interesante que el problema del Génesis? Asimismo, en el Universo primitivo, especialmente en el primer centésimo de segundo, los problemas de la teoría de las partículas elementales se unen a los problemas de la cosmología. Sobre todo, éste es un buen momento para escribir sobre el Universo primitivo. Justamente en la última década se ha difundido la aceptación, como «modelo corriente», de una teoría detallada sobre el curso de los sucesos en el Universo primitivo.

Es una cosa notable poder decir cómo era el Universo al final del primer segundo, el primer minuto o el primer año. Para un físico, lo estimulante es poder efectuar cálculos numéricos, poder decir que

después de tal y cual tiempo determinado la temperatura, la densidad y la composición química del Universo tenían tales y cuales valores. Es verdad que no estamos absolutamente seguros de todo esto, pero es emocionante el que podamos ahora hablar de estas cosas con alguna confianza. Fue esta emoción lo que quise transmitir al lector.

Es mejor que aclare a qué tipo de lector está destinado este libro. He escrito para un lector que está dispuesto a abordar argumentaciones detalladas, pero no está familiarizado con la matemática ni con la física. Aunque debo exponer algunas ideas científicas bastante complicadas, en el libro no se usa matemática alguna que vaya más allá de la aritmética ni se presupone conocimiento alguno de la física o la astronomía. He tratado de definir cuidadosamente los términos cuando se los usa por primera vez, y además he proporcionado un glosario de términos físicos y astronómicos (p. 143). Cuando me ha sido posible, también he escrito números como «cien mil millones» en lenguaje común, en lugar de usar la notación científica más conveniente: 10^{11}.

Sin embargo, esto no significa que haya tratado de escribir un libro fácil. Cuando un abogado escribe para el público general, supone que la gente no conoce el derecho francés o la ley contra las rentas perpetuas, pero no por eso piensa mal de ella ni la trata con menosprecio. Quiero devolver la atención: me figuro al lector como un astuto viejo abogado que no habla *mi* lenguaje, mas espera, ello no obstante, oír algunos argumentos convincentes antes de formarse juicio.

Para el lector que desea conocer algunos de los cálculos que fundamentan los argumentos de este libro, he preparado un «suplemento matemático» que va al final del libro (p. 157). La matemática usada aquí hace estas notas accesibles a cualquier estudiante no graduado de una ciencia física o matemática. Afortunadamente, en cosmología los cálculos más importantes son bastante sencillos; sólo de tanto en tanto es menester recurrir a los recursos más refinados de la relatividad general o la física nuclear. Los lectores que deseen proseguir el estudio de este tema en un plano más técnico hallarán varios tratados avanzados (incluso uno mío) que se indican en las «Sugerencias para lecturas adicionales» (p. 173).

Debo también aclarar cuál es el alcance que pretendo dar a este libro. Categóricamente, no es un libro sobre todos los aspectos de la

cosmología. El tema tiene una parte «clásica», que se relaciona principalmente con la estructura en gran escala del Universo actual: el debate sobre el carácter extragaláctico de las nebulosas espirales; el descubrimiento de los corrimientos hacia el rojo de las galaxias distantes y su dependencia de la distancia; los modelos cosmológicos basados en la relatividad general, de Einstein, de Sitter, Lemaître y Friedmann, etc. Esta parte de la cosmología ha sido muy bien descrita en una cantidad de valiosos libros, y no tengo intención de hacer aquí una exposición detallada de ella. Este libro trata del Universo primitivo, y en particular del nuevo conocimiento del Universo primitivo que ha originado el descubrimiento del fondo de radiación cósmica de microondas realizado en 1965.

Desde luego, la teoría de la expansión del Universo es un componente esencial de nuestra actual concepción del Universo primitivo, por lo que me he visto obligado, en el capítulo 2, a hacer una breve introducción a los aspectos más «clásicos» de la cosmología. Creo que este capítulo brindará una base adecuada, aun al lector que desconoce completamente la cosmología, para comprender los desarrollos recientes en la teoría del Universo primitivo de la que trata el resto del libro. Sin embargo, al lector que desee adquirir un conocimiento cabal de las partes más viejas le instamos a consultar los libros indicados en las «Sugerencias para lecturas adicionales».

En cambio, no he podido hallar ninguna exposición histórica coherente de los recientes desarrollos de la cosmología. Por ello, me he visto obligado a hacer alguna investigación por mi cuenta en este campo, en particular con respecto a la fascinante cuestión de por qué no se llevaron a cabo investigaciones sobre el fondo de radiación cósmica de microondas mucho antes de 1965. (Examinamos esta cuestión en el capítulo 6.) Lo cual no significa que yo considere este libro como una historia definitiva de estos desarrollos; tengo demasiado respeto por el esfuerzo y la atención al detalle que se necesita en la historia de la ciencia para hacerme alguna ilusión a este respecto. Por el contrario, me sentiría feliz si un historiador auténtico de la ciencia usara este libro como punto de partida y escribiera una historia adecuada de los últimos treinta años de investigación cosmológica.

Estoy sumamente agradecido a Erwin Glikes y Farrell Phillips de Basic Books por sus valiosas sugerencias en la preparación de este manuscrito para su publicación. También he sido ayudado en mayor

medida de lo que puedo expresar en la redacción de este libro por el amable consejo de mis colegas de la física y la astronomía. Por tomarse el trabajo de leer y comentar partes de este libro, quiero agradecer especialmente a Ralph Alpher, Bernard Burke, Robert Dicke, George Field, Gary Feinberg, William Fowler, Robert Herman, Fred Hoyle, Jim Peebles, Arno Penzias, Bill Press, Ed. Purcell y Robert Wagoner. Vaya también mi agradecimiento a Isaac Asimov, I. Bernard Cohen, Martha Liller y Phillip Morrison por suministrarme información sobre diversos temas especiales. Estoy particularmente agradecido a Nigel Calder por haber leído en su totalidad el primer esbozo y por sus agudos comentarios. No puedo abrigar la esperanza de que este libro se halle totalmente libre de errores y oscuridades, pero estoy seguro de que es mucho más claro y preciso de lo que hubiese sido sin toda la generosa ayuda que tuve la fortuna de recibir.

Cambridge, Massachusetts
Julio de 1976

STEVEN WEINBERG

I

INTRODUCCIÓN: EL GIGANTE Y LA VACA

En el *Nuevo Edda*, una colección de mitos nórdicos compilada aproximadamente en 1220 por el magnate islandés Snorri Sturleson, se explica el origen del Universo. En el origen, dice el *Edda*, no había nada en absoluto. «No había Tierra, ni Cielo por encima de ella; había un gran Abismo, y en ninguna parte había hierba.» Al norte y al sur de esa nada había regiones de hielo y fuego, Niflheim y Muspelheim. El calor de Muspelheim fundió parte del hielo de Niflheim, y de las gotas del líquido surgió un gigante, Ymer. ¿Qué comía Ymer? Al parecer, había también una vaca, Audhumla. ¿Y qué comía *ésta*? Pues bien, había asimismo un poco de sal. Y así sucesivamente.

No quiero ofender la sensibilidad religiosa, ni siquiera la de los vikingos, pero considero justo decir que éste no es un cuadro muy satisfactorio del origen del Universo. Aun dejando de lado todas las objeciones que pueden hacerse a lo que se sabe de oídas, el relato plantea tantos problemas como los que responde, y cada respuesta exige dar mayor complicación a las condiciones iniciales.

No podemos sencillamente sonreír ante el *Edda* y renunciar a toda especulación cosmogónica: el deseo de conocer la historia del Universo es irresistible. Desde los comienzos de la ciencia moderna, en los siglos XVI y XVII, los físicos y los astrónomos han vuelto una y otra vez al problema del origen del Universo.

Sin embargo, una aureola de mala reputación rodeó siempre a tales investigadores. Recuerdo que en la época en que yo era estudiante y luego, cuando comencé mis propias investigaciones (sobre

otros problemas), en el decenio de 1950, el estudio del Universo primitivo era considerado en general como algo a lo que no debía dedicar su tiempo un científico respetable. Y este juicio no carecía de justificación. Durante la mayor parte de la historia de la física y la astronomía modernas sencillamente no hubo fundamentos adecuados, de observación y teóricos, sobre los cuales construir una historia del Universo primitivo.

Ahora, en la década que acaba de transcurrir, todo esto ha cambiado. Se ha difundido la aceptación de una teoría sobre el Universo primitivo que los astrónomos suelen llamar «el modelo corriente». Es muy similar a lo que se llama a veces la teoría de «la gran explosión», pero complementada con indicaciones mucho más específicas sobre el contenido del Universo. Esta teoría del Universo primitivo es el objeto de este libro.

Para ver a dónde apuntamos, puede ser útil partir de un resumen de la historia del Universo primitivo según la describe actualmente el modelo corriente. Éste es sólo un breve esbozo; en los capítulos siguientes explicaremos los detalles de esta historia y las razones que tenemos para creer en ella.

En el comienzo hubo una explosión. No una explosión como las que conocemos en la Tierra, que parten de un centro definido y se expanden hasta abarcar una parte más o menos grande del aire circundante, sino una explosión que se produjo simultáneamente en todas partes, llenando todo el espacio desde el comienzo y en la que toda partícula de materia se alejó rápidamente de toda otra partícula. «Todo el espacio», en este contexto, puede significar, o bien la totalidad de un Universo infinito, o bien la totalidad de un Universo finito que se curva sobre sí mismo como la superficie de una esfera. Ninguna de estas posibilidades es fácil de comprender, pero esto no será un obstáculo para nosotros; en el Universo primitivo, importa poco que el espacio sea finito o infinito.

Al cabo de un centésimo de segundo aproximadamente, que es el momento más primitivo del que podemos hablar con cierta seguridad, la temperatura del Universo fue de unos cien mil millones (10^{11}) de grados centígrados. Se trata de un calor mucho mayor aún que el de la estrella más caliente, tan grande, en verdad, que no pueden mantenerse unidos los componentes de la materia ordinaria: moléculas, átomos o siquiera núcleos de átomos. En cambio, la materia separada en esta explosión consistía en diversos tipos de las llamadas partículas elementales, que son el objeto de estudio de la moderna física nuclear de altas energías.

Encontraremos repetidamente estas partículas en este libro; por el momento bastará nombrar a las que eran más abundantes en el Universo primitivo, y dejaremos las explicaciones más detalladas para los capítulos 3 y 4. Un tipo de partícula que estaba presente en gran cantidad era el electrón, la partícula con carga negativa que fluye por los cables en la corriente eléctrica y constituye las partes exteriores de todos los átomos y moléculas del Universo actual. Otro tipo de partículas que abundaba en tiempos primitivos era el positrón, una partícula de carga positiva que tiene exactamente la misma masa que el electrón. En el Universo actual, sólo se encuentran positrones en los laboratorios de altas energías, en algunas especies de radiactividad y en los fenómenos astronómicos violentos, como los rayos cósmicos y las supernovas, pero en el Universo primitivo el número de positrones era casi exactamente igual al número de electrones. Además de los electrones y los positrones, había cantidades similares de diversas clases de neutrinos, fantasmales partículas que carecen de masa y carga eléctrica. Finalmente, el Universo estaba lleno de luz. No debemos considerar a ésta separadamente de las partículas, pues la teoría cuántica nos dice que la luz consiste en partículas de masa cero y carga eléctrica cero llamadas fotones. (Cada vez que un átomo del filamento de una bombilla eléctrica pasa de un estado de alta energía a otro de baja energía se emite un fotón. Hay tantos fotones que salen de una bombilla eléctrica que parecen fundirse en una corriente continua de luz, pero una célula fotoeléctrica puede contar fotones individuales, uno por uno.) Todo fotón lleva una cantidad de energía y un momento definidos que dependen de la longitud de onda de la luz. Para describir la luz que llenó el Universo primitivo, podemos decir que el número y la energía media de los fotones eran aproximadamente los mismos que los de electrones, positrones o neutrinos.

Estas partículas —electrones, positrones, neutrinos y fotones— eran creadas continuamente a partir de la energía pura, y después de una corta vida eran aniquiladas nuevamente. Su número, por lo tanto, no estaba prefijado, sino que lo determinaba el balance entre los procesos de creación y de aniquilamiento. De este balance, podemos inferir que la densidad de esta sopa cósmica a una temperatura de cien

mil millones de grados era unos cuatro mil millones (4×10^9) de veces mayor que la del agua. Hubo también una pequeña contaminación de partículas más pesadas, protones y neutrones, que en el mundo actual son los constituyentes de los núcleos atómicos. (Los protones tienen carga positiva; los neutrones son un poco más pesados y eléctricamente neutros.) Las proporciones eran, más o menos, de un protón y un neutrón por cada mil millones de electrones, positrones, neutrinos o fotones. Este número –mil millones de fotones por partícula nuclear– es la cantidad crucial que tuvo que ser derivada de la observación para elaborar el modelo corriente del Universo. En efecto, el descubrimiento del fondo de radiación cósmica, que examinamos en el capítulo 3, fue una medición de esa magnitud.

A medida que la explosión continuó, la temperatura disminuyó, hasta llegar a los treinta mil millones (3×10^{10}) de grados centígrados después de un décimo de segundo, diez mil millones de grados después de un segundo y tres mil millones de grados después de unos catorce segundos. Esta temperatura era suficientemente baja como para que los electrones y positrones comenzaran a aniquilarse más rápidamente de lo que podían ser recreados a partir de los fotones y los neutrinos. La energía liberada en este aniquilamiento de materia hizo disminuir temporalmente la velocidad a la que se enfriaba el Universo, pero la temperatura continuó cayendo, para llegar a los mil millones de grados al final de los tres primeros minutos. Esta temperatura fue entonces suficiente para que los protones y neutrones comenzaran a formar núcleos complejos, comenzando con el núcleo del hidrógeno pesado (o deuterio), que consiste en un protón y un neutrón. La densidad era aún bastante elevada (un poco menor que la del agua), de modo que estos núcleos ligeros pudieron unirse rápidamente en el núcleo ligero más estable, el del hielo, que consiste en dos protones y dos neutrones.

Al final de los tres primeros minutos, el Universo contenía principalmente luz, neutrinos y antineutrinos. Había también una pequeña cantidad de material nuclear, formado ahora por un 73 por ciento de hidrógeno y un 27 por ciento de helio, aproximadamente, y por un número igualmente pequeño de electrones que habían quedado de la época del aniquilamiento entre electrones y positrones. Esta materia siguió separándose y se volvió cada vez más fría y menos densa. Mucho más tarde, después de algunos cientos de miles de años, se hizo suficientemente fría como para que los electrones se unieran a los núcleos para formar átomos de hidrógeno y de hielo. El gas resultante, bajo la influencia de la gravitación, comenzaría a formar agrupamientos que finalmente se condensarían para formar las galaxias y las estrellas del Universo actual. Pero los ingredientes con los que empezarían su vida las estrellas serían exactamente los preparados en los tres primeros minutos.

El modelo corriente, que acabamos de esbozar, no es la teoría más satisfactoria imaginable del origen del Universo. Como en el *Nuevo Edda*, hay una embarazosa vaguedad con respecto al comienzo mismo, el primer centésimo de segundo aproximadamente. De igual modo, se presenta la incómoda necesidad de establecer condiciones iniciales, en especial la proporción inicial de mil millones a uno entre los fotones y las partículas nucleares. Preferiríamos una mayor inevitabilidad lógica en la teoría.

Por ejemplo, una teoría alternativa que parece filosóficamente mucho más atractiva es el llamado modelo del estado estable. En esta teoría, propuesta a fines del decenio de 1940 por Hermann Bondi, Thomas Gold y (en una formulación un poco diferente) Fred Hoyle, el Universo ha sido siempre más o menos igual a como es ahora. A medida que se expande, continuamente se crea nueva materia que llena los vacíos entre las galaxias. Potencialmente, todas las cuestiones sobre por qué el Universo es como es pueden responderse en esta teoría mostrando que es así porque es el único modo de que pueda seguir siendo igual. Se elimina el problema del Universo primitivo; no hubo ningún Universo primitivo.

¿Cómo, pues, hemos llegado al «modelo corriente»? ¿Y cómo ha reemplazado a otras teorías, por ejemplo, la modelo del estado estable? Es un tributo a la esencial objetividad de la astrofísica moderna el hecho de que este consenso se ha logrado, no mediante cambios en las preferencias filosóficas o por la influencia de los mandarines astrofísicos, sino bajo la presión de los datos empíricos.

En los dos capítulos próximos describiremos las dos grandes claves, suministradas por la observación astronómica, que nos han llevado al modelo corriente: el descubrimiento del alejamiento de las galaxias distantes y el de una débil electricidad radioestática que llena el Universo. Se trata de una rica historia para el historiador de la ciencia, llena de falsos comienzos, oportunidades perdidas, preconceptos teóricos y la acción de las personalidades.

Después de este examen panorámico de la cosmología observacional, trataré de armar las piezas que proporcionan los datos de modo de formar un cuadro coherente de las condiciones físicas en el Universo primitivo. Esto nos permitirá volver a los tres primeros minutos con mayor detalle. Aquí parece apropiado un tratamiento cinemático: imagen tras imagen, veremos al Universo expandirse, enfriarse y asarse. Intentaremos también penetrar un poco en una época que aún permanece en el misterio: el primer centésimo de segundo y lo que ocurrió antes.

¿Podemos realmente abrigar certidumbre en lo que respecta al modelo corriente? ¿Darán en tierra con él los nuevos descubrimientos y lo reemplazarán por alguna otra cosmogonía o aun revivirán el modelo del estado estable? Quizá. No puedo negar que experimento una sensación de irrealidad cuando escribo sobre los tres primeros minutos como si realmente supiésemos de qué estamos hablando.

Sin embargo, aunque se llegue a reemplazarlo, el modelo corriente habrá desempeñado un papel de gran valor en la historia de la cosmología. Hoy día (aunque desde hace sólo un decenio, aproximadamente) es costumbre respetable poner a prueba ideas teóricas de la física o la astrofísica extrayendo sus consecuencias en el contexto del modelo corriente. Es también práctica común usar el modelo corriente como base teórica para justificar programas de observación astronómica. Así, el modelo corriente brinda un lenguaje común esencial que permite a teóricos y observadores evaluar mutuamente sus realizaciones. Si algún día el modelo corriente es reemplazado por una teoría mejor, probablemente será en virtud de observaciones o cálculos originados en el modelo corriente.

En el capítulo final me referiré al futuro del Universo. Puede continuar expandiéndose eternamente, enfriándose, vaciándose y agonizando. Alternativamente, puede contraerse nuevamente disolviendo otra vez las galaxias, las estrellas, los átomos y los núcleos atómicos en sus constituyentes. Todos los problemas que se nos presentan en la comprensión de los tres primeros minutos surgirán, pues, nuevamente, en la predicción del curso de los sucesos en los últimos tres minutos.

II

LA EXPANSIÓN DEL UNIVERSO

La contemplación del cielo nocturno inspira la poderosa impresión de que estamos ante un Universo inmutable. Es verdad que por delante de la Luna pasan nubes, que el cielo rota alrededor de la estrella Polar, que en períodos más largos la Luna crece y disminuye, y que la Luna y los planetas se mueven sobre el telón de fondo de las estrellas. Pero sabemos que estos son fenómenos meramente locales causados por movimientos dentro de nuestro Sistema Solar. Más allá de los planetas, las estrellas parecen inmóviles.

Por supuesto, las estrellas se mueven, y a velocidades que llegan hasta algunos cientos de kilómetros por segundo, de modo que en un año una estrella veloz puede recorrer diez mil millones de kilómetros, sobre poco más o menos. Esta distancia es mil veces menor que incluso la distancia de las estrellas más cercanas, por lo cual su posición aparente en el cielo varía muy lentamente. (Por ejemplo, la estrella relativamente rápida llamada estrella de Barnard está a una distancia de unos 56 billones de kilómetros; se mueve a través de la visual a unos 89 kilómetros por segundo, o sea, 2.800 millones de kilómetros por año, y en consecuencia su posición aparente se desplaza en un año en un ángulo de 0,0029 de grado.) A la variación en la posición aparente de las estrellas cercanas en el cielo los astrónomos la llaman «movimiento propio». La posición aparente en el cielo de las estrellas más distantes varía tan lentamente que no es posible detectar su movimiento propio ni siquiera con la más paciente observación.

Veremos que esta impresión de inmutalidad es ilusoria. Las observaciones que examinaremos en este capítulo revelan que el Universo

se halla en un estado de violenta explosión, en la cual las grandes islas de estrellas que llamamos galaxias se alejan a velocidades que se acercan a la velocidad de la luz. Además, podemos extrapolar esta explosión hacia atrás en el tiempo y concluir que todas las galaxias deben de haber estado mucho más cerca unas de otras en el pasado, tan cerca, en efecto, que ni las galaxias ni las estrellas ni siquiera los átomos o los núcleos atómicos pueden haber tenido existencia separada. A esta época la llamamos «el Universo primitivo», que constituye el tema de este libro.

Nuestro conocimiento de la expansión del Universo reposa enteramente en el hecho de que los átomos pueden medir mucho más exactamente el movimiento de un cuerpo luminoso *a lo largo* de la visual que su movimiento perpendicular a ésta. La técnica utiliza una conocida propiedad de toda especie de movimiento ondulatorio llamado efecto Doppler. Cuando observamos una onda sonora o luminosa proveniente de una fuente en reposo, el tiempo transcurrido entre la llegada de las crestas de las ondas a nuestros instrumentos es el mismo que el tiempo transcurrido entre las crestas cuando dejan la fuente. En cambio, si la fuente se aleja de nosotros, el tiempo que pasa entre las llegadas de crestas de ondas sucesivas es mayor que el tiempo transcurrido entre ellas al abandonar la fuente, porque cada cresta tiene que recorrer una distancia un poco mayor que la cresta anterior para llegar hasta nosotros. El tiempo transcurrido entre las crestas es igual a la longitud de onda dividida por la velocidad de la onda, de modo que una onda emitida por una fuente que se aleja de nosotros parecerá tener una longitud de onda *mayor* que si la fuente estuviera en reposo. (Específicamente, el aumento fraccional de la longitud de onda está dado por la razón de la velocidad de la fuente a la velocidad de la onda misma, como se ve en la nota matemática 1 de p. 157.) Análogamente, si la fuente se mueve hacia nosotros, el tiempo transcurrido entre las llegadas de las crestas de las ondas disminuye porque cada cresta sucesiva tiene que recorrer una distancia menor, y la onda parece tener una longitud más *corta*. Es como si un viajante de comercio enviara una carta a su casa una vez por semana, regularmente, durante sus viajes; mientras se aleja de su casa, cada carta sucesiva tendrá que atravesar una distancia un poco mayor que la anterior, de modo que sus cartas llegarán a intervalos de poco más de una semana; en el viaje de regreso, cada carta sucesiva tendrá que

atravesar una distancia menor, por lo que la frecuencia de las cartas será de menos de una carta por semana.

En nuestro tiempo es fácil observar el efecto Doppler en ondas sonoras: sencillamente vayamos al borde de una carretera y observaremos que el sonido del motor de un automóvil que avanza velozmente tiene una altura (esto es, una longitud de onda más corta) cuando el auto se aproxima que cuando se aleja. Este efecto fue señalado por primera vez, según parece, por Johann Christian Doppler, profesor de matemáticas de la Realschule de Praga, en 1842. El efecto Doppler en ondas sonoras fue experimentado por el meteorólogo holandés Christopher Heinrich Dietrich Buys-Ballot en un simpático experimento realizado en 1845: como fuente sonora en movimiento usó una orquesta de trompetas ubicada en un vagón abierto de un tren que atravesaba la campiña holandesa cerca de Utrecht.

Doppler pensó que este efecto podría explicar los diferentes colores de las estrellas. La luz de las estrellas que se alejaran de la Tierra se desplazaría hacia las longitudes de ondas más largas, y puesto que la luz roja tiene una longitud de onda mayor que la longitud de onda media de la luz visible, tal estrella parecería más roja que el promedio. Análogamente, la luz proveniente de estrellas que se acercaran a la Tierra se correría a las longitudes de onda más cortas, de modo que la estrella parecería notablemente azul. Pronto Buys-Ballot y otros señalaron que el efecto Doppler esencialmente no tiene ninguna relación con el color de una estrella; es verdad que la luz azul de una estrella que se aleja se desplaza hacia el ojo, pero al mismo tiempo parte de la luz ultravioleta normalmente invisible de la estrella se corre a la parte azul del espectro visible, de modo que el color global apenas cambia. Las estrellas tienen diferentes colores principalmente porque tienen diferentes temperaturas superficiales.

Sin embargo, el efecto Doppler comenzó a adquirir enorme importancia para los astrónomos a partir de 1868, cuando se aplicó al estudio de las *líneas* espectrales individuales. Años antes, en 1814-1815, el óptico de Munich Joseph Frauenhofer había descubierto que, cuando se hace pasar la luz solar por una ranura y luego por un prisma de vidrio, el espectro resultante de colores se halla atravesado por cientos de líneas oscuras, cada una de las cuales es una imagen de la ranura. (Algunas de estas líneas habían sido observadas aún antes, en 1802, por William Hyde Wollaston, pero por entonces no fueron estu-

diadas cuidadosamente.) Siempre se encontraban las líneas oscuras en los mismos colores, cada uno de los cuales correspondía a una longitud de onda luminosa definida. Frauenhofer halló las mismas líneas espectrales oscuras, en las mismas posiciones, en el espectro de la Luna y de las estrellas brillantes. Pronto se comprendió que estas líneas oscuras son producidas por la absorción selectiva de luz de determinadas longitudes de onda, cuando la luz pasa de la superficie caliente de una estrella a la atmósfera externa, más fría. Cada línea es causada por la absorción de luz por un elemento químico específico, lo que permitió establecer que los elementos del Sol, como el sodio, el hierro, el magnesio, el calcio y el cromo, son los mismos que encontramos en la Tierra. (Hoy sabemos que las longitudes de onda de las líneas oscuras son exactamente aquellas para las cuales un fotón de esa longitud de onda tendría la energía necesaria para elevar al átomo de su estado de menor energía a uno de sus estados excitados.)

En 1868, Sir William Huggins logró demostrar que las líneas oscuras del espectro de algunas de las estrellas más brillantes se corren ligeramente hacia el rojo o el azul, con respecto a su posición normal en el espectro del Sol. Interpretó correctamente esto como un corrimiento Doppler debido al movimiento de la estrella al alejarse o acercarse a la Tierra. Por ejemplo, la longitud de onda de cada línea oscura en el espectro de la estrella Capella es más larga que la longitud de onda de la línea oscura correspondiente en el espectro del Sol en un 0,01 por ciento; este corrimiento hacia el rojo indica que Capella se aleja de nosotros a 0,01 por ciento de la velocidad de la luz, o sea, 30 kilómetros por segundo. El efecto Doppler fue utilizado en las décadas siguientes para descubrir las velocidades de las prominencias solares, de las estrellas dobles y de los anillos de Saturno.

La medición de velocidades por la observación de corrimientos Doppler es una técnica intrínsecamente exacta, porque las longitudes de onda de las líneas espectrales pueden medirse con gran precisión; no es raro hallar en tablas longitudes de onda indicadas hasta con ocho cifras significativas. Asimismo, la técnica conserva su exactitud cualquiera que sea la distancia de la fuente luminosa, siempre que haya bastante luz para recoger líneas espectrales contra la radiación del cielo nocturno.

Gracias al efecto Doppler conocemos los valores típicos de velocidades estelares a los que aludimos al comienzo de este capítulo. El

efecto Doppler también nos permite conocer las distancias de estrellas cercanas; si abrigamos una sospecha con respecto a la dirección del movimiento de una estrella, el corrimiento Doppler nos da su velocidad tanto a través como a lo largo de nuestra visual, de modo que la medición del movimiento aparente de la estrella a través de la esfera celeste nos dice a qué distancia se halla. Pero el efecto Doppler sólo comenzó a brindar resultados de importancia cosmológica cuando los astrónomos iniciaron el estudio de los espectros de objetos situados a distancias mucho mayores que las de las estrellas visibles. Me referiré brevemente al descubrimiento de esos objetos y luego volveremos al efecto Doppler.

Comenzamos este capítulo con la contemplación del cielo nocturno. Además de la Luna, los planetas y las estrellas, hay otros dos objetos visibles, de mayor importancia cosmológica, que podríamos haber mencionado.

Uno de ellos es tan conspicuo y brillante que es visible aun a través de la bruma del cielo nocturno de una ciudad. Es la banda luminosa que se extiende en un gran círculo a través de la esfera celeste y se le conoce desde tiempos antiguos como la Vía Láctea. En 1750 el fabricante de instrumentos Thomas Wright publicó un libro notable, *Teoría original o nueva hipótesis sobre el Universo*, en el que sostenía que las estrellas están sobre una losa llana, una «muela», de espesor finito, pero que se extiende a grandes distancias en todas las direcciones, en el plano de la losa. El Sistema Solar está dentro de la losa, de modo que, como es natural, vemos mucha más luz cuando miramos, desde la Tierra, a lo largo del plano de la losa que cuando miramos en cualquier otra dirección. Esto es lo que vemos como la Vía Láctea.

Hace tiempo que la teoría de Wright ha sido confirmada. Ahora se piensa que la Vía Láctea es un disco plano de estrellas, con un diámetro de 80.000 años-luz y un espesor de 6.000 años-luz. También posee un halo esférico de estrellas con un diámetro de casi 100.000 años-luz. La masa total se estima habitualmente en unos cien mil millones de masas solares, pero algunos astrónomos piensan que puede haber mucha más masa en un halo más extensol. El Sistema Solar está a unos 30.000 años-luz del centro del disco, y un poco al «norte» del plano central de éste. El disco rota, con velocidades que llegan hasta los 250 kilómetros por segundo, y presenta gigantescos brazos en espiral. En conjunto es un espectáculo glorioso, ¡si pudiéra-

mos verlo desde fuera! Todo el sistema es llamado ahora la Galaxia, o, en una perspectiva más vasta, «nuestra galaxia».

El otro de los elementos cosmológicamente interesantes del cielo nocturno es mucho menos obvio que la Vía Láctea. En la constelación de Andrómeda hay una mancha brumosa, que no es fácil de ver, pero claramente visible en una noche despejada, si se sabe dónde buscarla. La primera mención escrita de este objeto astronómico parece figurar en una lista del *Libro de las estrellas fijas*, compilado en 964 d. C. por el astrónomo persa Abderramán Al-Sufi. Lo describió como una «pequeña nube». Cuando se dispuso de telescopio, se descubrieron en creciente cantidad tales objetos extensos, y los astrónomos de los siglos XVII y XVIII hallaron que esos objetos se interponían en la búsqueda de cosas que parecían realmente interesantes: los cometas. Con el fin de proporcionar una lista de objetos que *no* había que mirar en la búsqueda de cometas, Charles Messier publicó en 1781 un famoso catálogo: *Nebulosas y cúmulos estelares*. Los astrónomos aún se refieren a los 103 objetos registrados en este catálogo por los números que les asignó Messier; así, la nebulosa de Andrómeda es M31, la nebulosa del Cangrejo es M1, etcétera.

Ya en época de Messier era evidente que esos objetos extensos no eran todos iguales. Algunos son obviamente cúmulos de estrellas, como las Pléyades (M45). Otros son nubes irregulares de gas incandescente, a menudo coloreadas, y a menudo también asociadas con una o más estrellas, como la nebulosa gigante de Orión (M42). Hoy sabemos que en nuestra galaxia hay objetos de estos dos tipos, y aquí no necesitamos ocuparnos más de ellos. Pero un tercio de los objetos del catálogo de Messier eran nebulosas blancas de una forma elíptica bastante regular, la más notable de las cuales era la nebulosa de Andrómeda (M31). A medida que los telescopios mejoraron, se descubrieron otros miles de nebulosas, y a fines del siglo XIX se habían identificado brazos espirales en algunas, entre ellas M31 y M33. Sin embargo, los mejores telescopios de los siglos XVIII y XIX no podían descomponer en estrellas las nebulosas elípticas o espirales, por lo que se dudaba de su naturaleza.

Parece haber sido Immanuel Kant el primero en conjeturar que algunas de esas nebulosas son galaxias como la nuestra. Retomando la teoría de Wright sobre la Vía Láctea, Kant, en 1755, en su *Historia general de la naturaleza y teoría del cielo*, sostuvo que las nebulosas, «o mejor dicho cierta especie de ellas», son realmente discos circulares del mismo tamaño y forma, aproximadamente, que nuestra galaxia. Parecen elípticos porque vemos a la mayoría de ellos con cierta inclinación, y desde luego son tenues porque se hallan muy lejos.

La idea de un universo lleno de galaxias como la nuestra adquirió gran difusión, aunque en modo alguno ganó aceptación universal, a comienzos del siglo XIX. Seguía existiendo la posibilidad de que esas nebulosas elípticas y espirales fuesen meras nubes de nuestra galaxia, como otros objetos del catálogo de Messier. Una gran fuente de confusión fue la observación de estrellas que estallan en algunas de las nebulosas espirales. Si esas nebulosas eran realmente galaxias independientes que están demasiado alejadas de nosotros para que podamos discernir estrellas individuales, entonces las explosiones tenían que ser increíblemente potentes para tener tal brillo a semejantes distancias. A este respecto, no puedo resistirme a citar un ejemplo de la más madura prosa científica del siglo XIX. En 1893, la historiadora inglesa de la astronomía Agnes Mary Clerke escribió:

«La conocida nebulosa de Andrómeda y la gran espiral de Canes Venatici se cuentan entre los más notables objetos que dan un espectro continuo; y por regla general, las emisiones de todas las nebulosas que presentan la apariencia de cúmulos estelares brumosos por la enorme distancia, son de la misma especie. Sin embargo, sería muy apresurado concluir que son realmente agregados de cuerpos similares al Sol. La improbabilidad de tal inferencia ha aumentado mucho por las explosiones estelares en dos de ellos, a un intervalo de un cuarto de siglo. Porque es prácticamente seguro que, por distantes que sean las nebulosas, las estrellas son igualmente remotas; luego, si las partes constituyentes de las primeras fuesen soles, los orbes incomparablemente mayores por los que su débil luz es obstruida casi totalmente deben ser, como ha argüido el Sr. Proctor, de una escala de magnitud que la imaginación no puede concebir.»

Hoy sabemos que esas explosiones estelares eran, en verdad, «de una escala de magnitud que la imaginación no puede concebir». Eran supernovas, explosiones en las que una estrella se acerca a la luminosidad de toda una galaxia. Pero esto no se sabía en 1893.

La cuestión de la naturaleza de las nebulosas elípticas y espirales no podía ser resuelta sin algún método fiable para determinar sus distancias. Finalmente se descubrió tal procedimiento cuando se termi-

nó la construcción del telescopio de 2,5 metros de Monte Wilson, cerca de Los Angeles. En 1923, Edwin Hubble pudo por primera vez descomponer la nebulosa de Andrómeda en estrellas separadas. Halló que sus brazos espirales contienen unas pocas estrellas variables brillantes, con el mismo tipo de variación periódica en la luminosidad que ya se conocía en una clase de estrellas de nuestra galaxia llamadas variables Cefeidas. La razón de que esto fuera tan importante era que, en el decenio anterior, la labor de Henrietta Swan Leavitt y Harlow Shapley, del Observatorio del Harvard College, habían logrado establecer una estrecha relación entre los períodos observados de variación en las Cefeidas y sus luminosidades absolutas. (La luminosidad absoluta es la energía radiante total emitida por un objeto astronómico en todas las direcciones. La luminosidad aparente es la energía radiante que recibimos en cada centímetro cuadrado del espejo del telescopio. Lo que determina el grado subjetivo de brillo de los objetos astronómicos es la luminosidad aparente, no la absoluta. Desde luego, la luminosidad aparente no sólo depende de la luminosidad absoluta, sino también de la distancia; así, conociendo las luminosidades absoluta y aparente de un cuerpo astronómico podemos inferir su distancia.) Hubble, al observar la luminosidad aparente de las Cefeidas de la nebulosa de Andrómeda, y después de calcular su luminosidad absoluta a partir de sus períodos, pudo inmediatamente evaluar su distancia, y por ende la distancia de la nebulosa de Andrómeda, usando la sencilla regla según la cual la luminosidad aparente es proporcional a la luminosidad absoluta e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia. Su conclusión fue que la nebulosa de Andrómeda está a una distancia de 900.000 años-luz, o sea, que su lejanía es mayor en más de diez veces que la de los más distantes objetos conocidos de nuestra galaxia. Varios ajustes efectuados por Walter Baade y otros en la relación entre el período y la luminosidad de las Cefeidas han llevado ahora a incrementar la distancia de la nebulosa de Andrómeda a más de dos millones de años-luz, pero la conclusión era ya clara en 1923: la nebulosa de Andrómeda y los miles de nebulosas similares son galaxias como la nuestra y llenan el Universo a grandes distancias en todas las direcciones.

Y antes de establecerse la naturaleza extragaláctica de las nebulosas, los astrónomos habían logrado identificar las líneas de su espectro con líneas conocidas en los espectros atómicos. Sin embargo, en

el decenio 1910-1920 Vesto Melvin Sipher, del observatorio Lowell, descubrió que las líneas espectrales de muchas nebulosas están ligeramente corridas hacia el rojo o el azul. Estos corrimientos fueron interpretados inmediatamente como causados por un efecto Doppler, lo cual indicaba que las nebulosas se desplazan alejándose o acercándose a la Tierra. Por ejemplo, la nebulosa de Andrómeda, según se halló, se mueve en dirección a la Tierra a unos 300 kilómetros por segundo, mientras que el cúmulo de galaxias más distantes, en la constelación de Virgo, se aleja de la Tierra a unos 1.000 kilómetros por segundo.

Al principio se pensó que éstas podían ser meramente velocidades relativas, como reflejo de un movimiento de nuestro Sistema Solar en dirección hacia algunas galaxias y en sentido contrario con respecto a otras. Pero esta explicación se hizo insostenible a medida que se descubrían más corrimientos espectrales grandes, todos hacia el extremo rojo del espectro. Era evidente que, aparte de unas pocas vecinas, como la nebulosa de Andrómeda, las otras galaxias, en general, se alejan de nosotros. Por supuesto, esto no significa que nuestra galaxia ocupe alguna posición central especial. En cambio, parece que el Universo sufre algún género de explosión, en la que cada galaxia se aleja de toda otra galaxia.

Esta interpretación recibió general aceptación después de 1929, cuando Hubble anunció haber descubierto que los corrimientos hacia el rojo de las galaxias aumentan aproximadamente en proporción a su distancia de nosotros. La importancia de esta observación reside en que se trata justamente de lo que cabría predecir de acuerdo con el cuadro más sencillo posible del flujo de materia en un Universo en explosión.

Intuitivamente, podríamos suponer que, en cualquier momento determinado, el Universo debe presentar el mismo aspecto para los observadores de todas las galaxias típicas y cualquiera que sea la dirección en que miren. (Aquí, y más adelante, uso el adjetivo «típico» para designar las galaxias que no tienen ningún movimiento peculiar propio de cierta magnitud, sino que sencillamente son arrastradas por el flujo cósmico general de las galaxias.) Esta hipótesis es tan natural (al menos desde Copérnico) que el astrofísico inglés Edward Arthur Milne la ha llamado *el* principio cosmológico.

Aplicado a las galaxias, el principio cosmológico postula que un observador de una galaxia típica verá a todas las otras galaxias mo-

verse con el mismo cuadro de velocidades, cualquiera que sea la galaxia típica en que se encuentre el observador. Una consecuencia matemática directa de este principio es que la velocidad relativa de dos galaxias cualesquiera debe ser proporcional a la distancia que hay entre ellas, como halló Hubble.

Para comprender esto, imaginemos tres galaxias típicas, A, B y C, dispuestas en línea recta (véase la figura 1). Supongamos que la distancia entre A y B es la misma que la distancia entre B y C. Cualquiera que sea la velocidad de B vista desde A, el principio cosmológico establece que C debe tener la misma velocidad relativa respecto a B. Pero obsérvese entonces que C, la cual se halla al doble de distancia de A que B, también se mueve dos veces más rápidamente con respecto a A que B. Podemos agregar más galaxias a esta cadena, siempre con el resultado de que la velocidad de alejamiento de cualquier galaxia con respecto a cualquier otra es proporcional a la distancia entre ellas.

Como sucede a menudo en la ciencia, este argumento puede usarse hacia adelante y hacia atrás. Hubble, al observar una proporcionalidad entre las distancias de las galaxias y sus velocidades de alejamiento, demostró indirectamente la verdad del principio cosmológico. Esto es enormemente satisfactorio desde el punto de vista filosófico, pues ¿por qué una parte cualquiera o una dirección cualquiera del Universo habría de ser diferente de cualquier otra? También nos asegura de que los astrónomos realmente toman en consideración una parte apreciable del Universo, y no un mero remolino local en un torbellino cósmico más vasto. Inversamente, podemos dar por sentado el principio cosmológico sobre bases *a priori*, y deducir la relación de proporcionalidad entre la distancia y la velocidad, como hicimos en el párrafo anterior. De este modo, mediante la medición relativamente fácil de corrimientos Doppler, podemos estimar la distancia de objetos muy remotos a partir de sus velocidades.

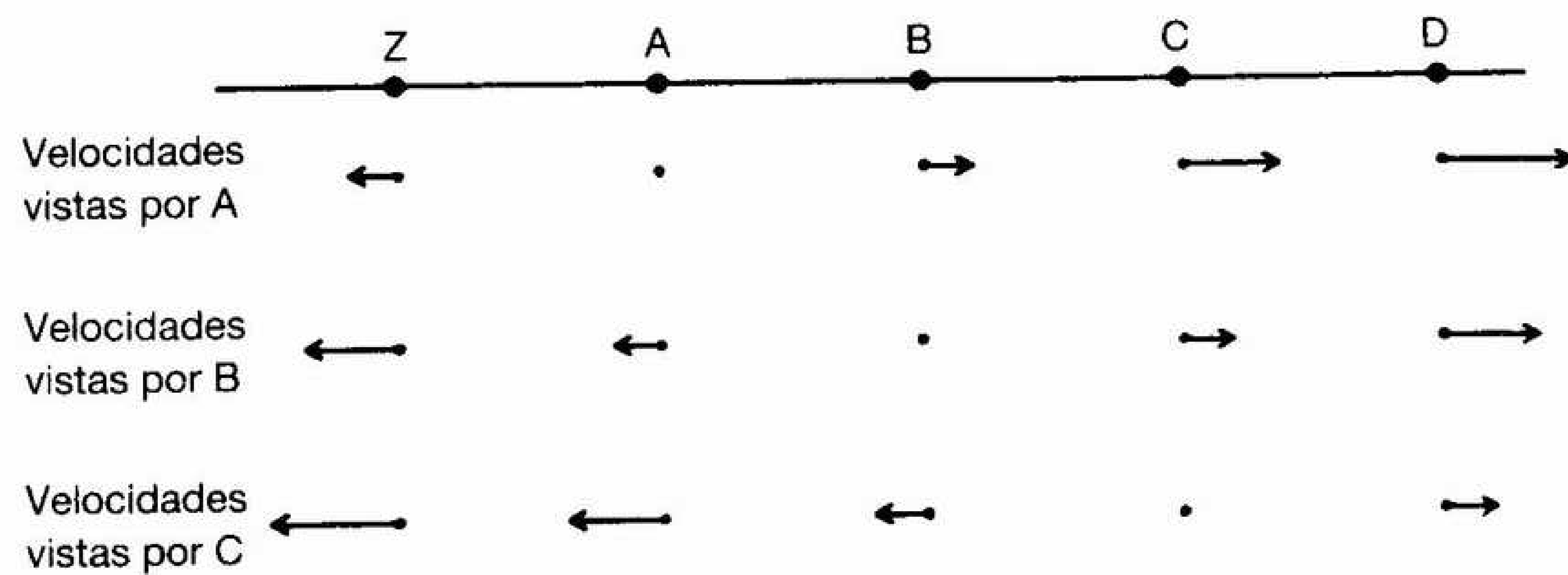


Figura 1. **La homogeneidad y la ley de Huble.** Se muestra aquí una serie de galaxias espaciadas a intervalos iguales, Z, A, B, C, ..., con velocidades medidas desde A, B o C indicadas por las longitudes y las direcciones de las flechas correspondientes. El principio de homogeneidad exige que la velocidad de C vista por B sea igual a la velocidad de B vista por A; la suma de estas dos velocidades da la velocidad de C vista por A, indicada por una flecha que tiene el doble de largo. Procediendo de esta manera podemos llenar todo el cuadro de velocidades que se muestra en la figura. Como puede verse, las velocidades obedecen a la ley de Hubble: la velocidad de cualquier galaxia medida por cualquier otra es proporcional a la distancia que hay entre ellas. Este es el único cuadro de velocidades compatible con el principio de homogeneidad.

El principio cosmológico tiene el apoyo de observaciones de otra especie, además de la medición de corrimiento Doppler. Descontando las deformaciones debidas a nuestra propia galaxia y al rico cúmulo cercano de galaxias de la constelación Virgo, el Universo parece notablemente isótropo; esto es, presenta el mismo aspecto en todas las direcciones. (Esto lo demuestra de manera aún más convincente la radiación de fondo de microondas que examinaremos en el próximo capítulo.) Pero desde Copérnico hemos aprendido a guardarnos de suponer que hay algo especial en la ubicación de la humanidad en el Universo. De modo que si el Universo es isótropo alrededor nuestro, también debe serlo alrededor de cualquier galaxia atípica. Pero todo punto del Universo puede ser llevado a coincidir con otro punto cualquiera por una serie de rotaciones alrededor de centros fijos (véase la figura 2), de modo que si el Universo es isótropo alrededor nuestro, también es necesariamente homogéneo.

Antes de seguir más adelante, es menester hacer algunas aclaraciones con respecto al principio cosmológico. Primero, obviamente no es verdadero a pequeña escala: estamos en una galaxia que pertenece a un pequeño grupo local de otras galaxias (incluyendo a M31 y M33), el cual a su vez se halla cerca del enorme cúmulo de galaxias de Virgo. En realidad, de las 33 galaxias del catálogo de Messier, casi la mitad están en una pequeña parte del cielo, la constelación de Virgo. El principio cosmológico, si es válido, sólo interviene cuando contemplamos el Universo en una escala al menos tan grande como la distancia entre cúmulos de galaxias, o sea, unos 100 millones de años-luz.

Otra aclaración. Al usar el principio cosmológico para obtener la relación de proporcionalidad entre velocidades y distancias galácticas, supusimos que, si la velocidad de C con respecto a B es la misma que la velocidad de B con respecto a A, entonces la velocidad de C con respecto a A es dos veces mayor. Ésta es la regla usual para sumar velocidades que todos conocemos, y ciertamente funciona bien para las velocidades relativamente bajas de la vida ordinaria. Pero esta regla pierde validez para velocidades que se acercan a la de la luz (300.000 kilómetros por segundo), pues de lo contrario, al sumar una serie de velocidades relativas, podríamos llegar a totalizar una velocidad mayor que la de la luz, lo cual está excluido por la teoría especial de la relatividad de Einstein. Por ejemplo, la regla habitual para la adición de velocidades diría que si un pasajero de un avión que se mueve a tres cuartos de velocidad de la luz dispara una bala hacia adelante a tres cuartos de la velocidad de la luz, entonces la velocidad de la bala con respecto al suelo será de una vez y media la velocidad de la luz, lo cual es imposible. La relatividad especial evita este problema modificando la regla para sumar velocidades: la velocidad de C con respecto a A es en realidad un poco menor que la

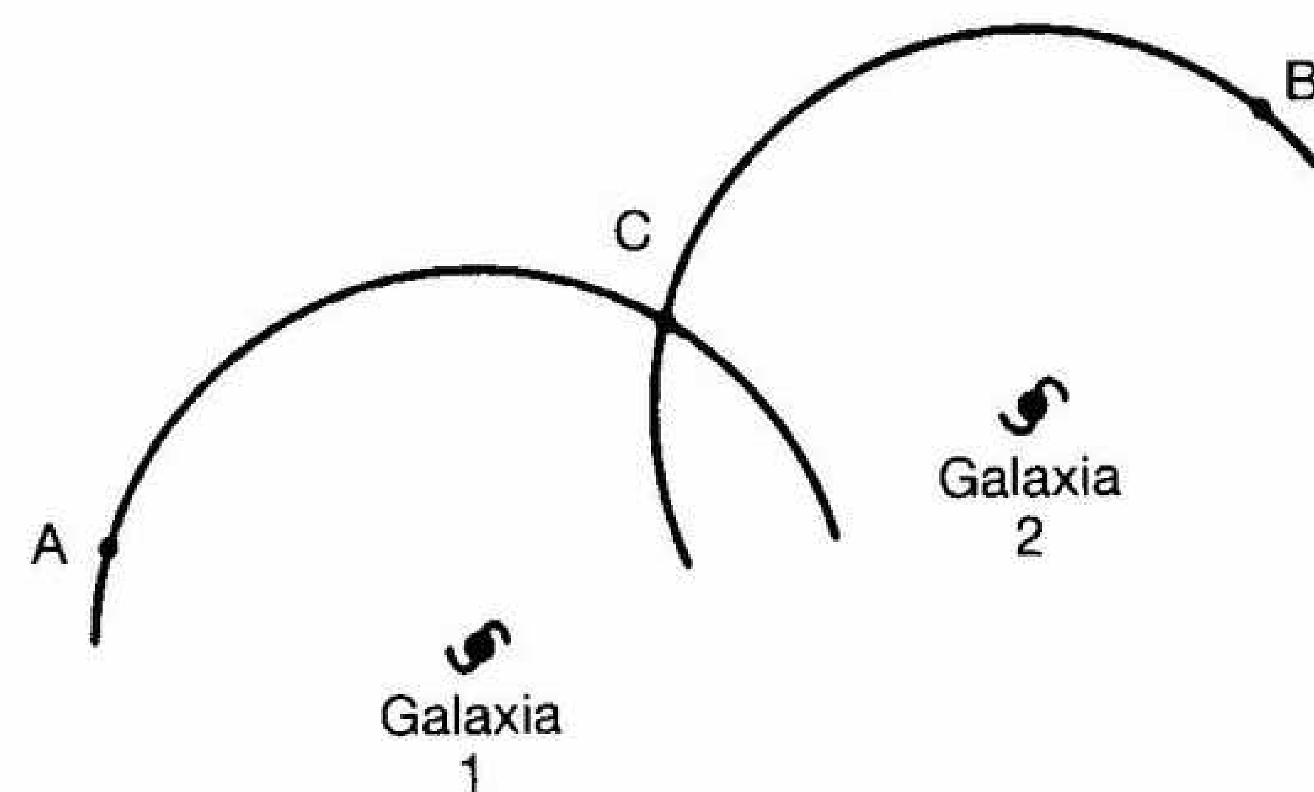


Figura 2. **Isotropía y homogeneidad**. Si el Universo es isótropo alrededor de la galaxia 1 y la la galaxia 2, entonces es homogéneo. Para demostrar que las condiciones en dos puntos cualesquiera, A y B, son las mismas, trácese un círculo como centro en la galaxia 1 que pase por A, y otro círculo con centro en la galaxia 2 que pase por B. La isotropía alrededor de la galaxia 1 exige que las condiciones sean las mismas en A y en el punto C, donde se intersectan los dos círculos. De igual modo, la isotropía alrededor de la galaxia 2 exige que las condiciones sean las mismas en B y en C. Luego, son las mismas en A y en B.

suma de las velocidades de B con respecto a A y de C con respecto a B, de modo que por mucho que sumemos velocidades menores que la de la luz, nunca obtenemos una velocidad mayor que la de la luz.

Nada de esto era un problema para Hubble en 1929; ninguna de las galaxias que estudió tenía una velocidad que se aproximara a la de la luz. Pero cuando los cosmólogos piensan en las distancias realmente grandes que son características del Universo como un todo, deben trabajar en un marco teórico capaz de considerar velocidades que se aproximen a la de la luz, esto es, con la teoría especial y la teoría general de la relatividad. En verdad, cuando abordamos distancias tan grandes, el concepto mismo de distancia se hace ambiguo, y debemos especificar si nos referimos a la distancia medida por observaciones de luminosidades, o diámetros, o movimientos propios o alguna otra cosa.

Volviendo ahora a 1929: Hubble calculó la distancia de 18 galaxias a partir de la luminosidad aparente de sus estrellas más brillantes, y comparó esas distancias con las velocidades respectivas de las galaxias, determinadas espectroscópicamente por sus corrimientos Doppler. La conclusión a que llegó fue que existe una «relación aproximadamente lineal» (es decir, de proporcionalidad simple) entre las velocidades y las distancias. En verdad, al examinar los datos de Hubble, me pregunto con asombro cómo pudo llegar a tal conclusión: las velocidades galácticas casi no parecen correlacionadas con las distancias, y sólo se observa una suave tendencia de la velocidad a aumentar con la distancia. En efecto, no *esperaríamos* que hubiera una clara relación de proporcionalidad entre la velocidad y la distancia en esas 18 galaxias, ya que están todas demasiado cerca, pues ninguna está más lejos que el cúmulo de Virgo. Es difícil evitar la conclusión de que Hubble conocía la respuesta a la que quería llegar, o bien basándose en el argumento simple esbozado antes, o bien en el desarrollo teórico relacionado con esto que examinaremos más adelante.

Sea como fuere, para 1931 los elementos de juicio habían aumentado mucho, y Hubble pudo verificar la proporcionalidad entre la velocidad y la distancia para galaxias con velocidades que llegaban hasta los 20.000 kilómetros por segundo. Con las estimaciones de las distancias entonces disponibles, la conclusión era que las velocidades aumentaban en 170 kilómetros por segundo por cada millón de años-

luz de distancia. Así, una velocidad de 20.000 kilómetros por segundo supone una distancia de 120 millones de años-luz. Esta cifra –la de un cierto incremento de la velocidad por la distancia– es conocida en general como la «constante de Hubble». (Es una constante en el sentido de que la proporcionalidad entre la velocidad y la distancia es la misma para todas las galaxias en un momento dado, pero, como veremos, la constante de Hubble varía con el tiempo, a medida que el Universo evoluciona.)

En 1936, Hubble, en colaboración con el espectroscopista Milton Humason, pudo medir la distancia y la velocidad del cúmulo de galaxias de Ursa Major II. Se halló que se aleja a una velocidad de 42.000 kilómetros por segundo, el 14 por ciento de la velocidad de la luz. La distancia, estimada por entonces en 260 millones de años-luz, era el límite de las posibilidades de Monte Wilson, por lo que la labor de Hubble tuvo que detenerse. Después de la guerra, con la construcción de telescopios más grandes en Monte Palomar y Monte Hamilton, el programa de Hubble fue retomado por otros astrónomos (sobre todo Allan Sandage, de Palomar y Monte Wilson), y prosigue en la actualidad.

La conclusión que se extrae generalmente de este medio siglo de observación es que las galaxias se alejan de nosotros con velocidades proporcionales a la distancia (al menos para velocidades no muy cercanas a la de la luz). Claro está, como ya subrayamos en nuestro examen del principio cosmológico, que esto no significa que nos hallemos en una posición especialmente favorecida o desfavorecida en el cosmos; *todo* par de galaxias se alejan a una velocidad relativa proporcional a su distancia. La modificación más importante a las conclusiones originales de Hubble es una revisión de la escala de distancias extragaláctica: en parte como resultado de una reevaluación, por Walter Baade y otros, de la relación establecida por Leavitt y Shapley entre el período y la luminosidad de las Cefeidas, las distancias de galaxias lejanas se estima ahora diez veces mayores que las concebidas en tiempo de Hubble. Así, se cree ahora que la constante de Hubble sólo es de 15 kilómetros por segundo por millón de años-luz.

¿Qué nos dice todo esto sobre el origen del Universo? Si las galaxias se están alejando unas de otras, entonces antaño deben de haber estado más cerca. Para ser específicos, si su velocidad ha sido constante, entonces el tiempo que todo par de galaxias ha necesitado para

llegar a su separación actual es exactamente la distancia actual entre ellas dividida por su velocidad relativa. Pero con una velocidad que es proporcional a su separación actual, ese tiempo es el mismo para todo par de galaxias: ¡en el pasado deben haber estado todas unidas en el mismo tiempo! Si asignamos a la constante de Hubble el valor de 15 kilómetros por segundo por millón de años-luz, el tiempo en que las galaxias comenzaron a separarse será un millón de años-luz dividido por 15 kilómetros por segundo, o sea, 20 mil millones de años. A la «edad» calculada de este modo la llamaremos el «tiempo de expansión característico»; sencillamente es el recíproco de la constante de Hubble. La edad verdadera del Universo es realmente menor que el tiempo de expansión característico, porque, como veremos, las galaxias no se han movido a velocidades constantes, sino que éstas han disminuido por influencia de su mutua gravitación. Por lo tanto, si la constante de Hubble es de 15 kilómetros por segundo por millón de años-luz, la edad del Universo debe ser inferior a los 20.000 millones de años.

A veces resumimos todo esto diciendo que el tamaño del Universo está creciendo. Esto no significa que el Universo tenga un tamaño finito, aunque bien puede tenerlo. Se usa este lenguaje porque en cualquier tiempo determinado, la separación entre cualquier par de galaxias típicas aumenta en la misma proporción. Durante cualquier intervalo que sea suficientemente breve como para que las velocidades de las galaxias permanezcan aproximadamente constantes, el incremento de la separación entre un par de galaxias típicas estará dado por el producto de su velocidad relativa y el tiempo transcurrido, o, usando la ley de Hubble, por el producto de la constante de Hubble, la separación y el tiempo. Pero entonces la *razón* del incremento de la separación a la separación misma estará dada por el producto de la constante de Hubble por el tiempo transcurrido, que es igual para todo par de galaxias. Por ejemplo, durante un intervalo de tiempo del 1 por ciento del tiempo de expansión característico (el recíproco de la constante de Hubble), la separación de todo par de galaxias típicas aumentará en un 1 por ciento. Diríamos, pues, hablando en términos aproximados, que el tamaño del Universo ha aumentado el 1 por ciento.

No quiero causar la impresión de que todo el mundo está de acuerdo con esta interpretación del corrimiento hacia el rojo. En rea-

lidad, no observamos galaxias que se alejan de nosotros; todo lo que sabemos con certeza es que las líneas de sus espectros están corridas hacia el rojo, esto es, hacia las longitudes de onda más largas. Hay eminentes astrónomos que dudan de que los corrimientos hacia el rojo tengan algo que ver con efectos Doppler o con una expansión del Universo. Halton Arp, de los Observatorios Hale, ha subrayado la existencia de agrupamientos de galaxias en el cielo en los que algunas galaxias tienen muy diferentes corrimientos hacia el rojo que las otras; si esos agrupamientos representan verdaderas asociaciones físicas de galaxias vecinas, no podrían tener velocidades muy diferentes. A su vez, Maarten Schmidt descubrió en 1963 que una cierta clase de objetos que tienen la apariencia de estrellas tienen enormes corrimientos hacia el rojo, ¡en algunos casos de más del 300 por ciento! Si estos «objetos casi estelares» están tan lejos como indican sus corrimientos hacia el rojo, deben emitir cantidades enormes de energía para ser tan brillantes. Finalmente, no es fácil determinar la relación entre la velocidad y la distancia a distancias realmente grandes.

Sin embargo, hay una manera independiente de confirmar que las galaxias realmente se alejan, como indican los corrimientos hacia el rojo. Como hemos visto, esta interpretación de los corrimientos hacia el rojo implica que la expansión del Universo comenzó hace un poco menos de 20.000 millones de años. Por lo tanto, esto tenderá a confirmarse si podemos hallar algún otro indicio de que el Universo es realmente tan viejo. En efecto, hay buenas pruebas de que nuestra galaxia tiene entre 10 y 15 mil millones de años. Esta estimación proviene de la abundancia relativa de diversos isótopos radiactivos en la Tierra (especialmente los isótopos del uranio, U-235 y U-238) y de cálculos sobre la evolución de las estrellas. Ciertamente, no hay ninguna relación directa entre las tasas de radiactividad o la evolución estelar y el corrimiento hacia el rojo de las galaxias distantes, de modo que es fuerte la presunción de que la edad del Universo deducida de la constante de Hubble es verdadera.

A este respecto, es históricamente interesante recordar que durante los decenios de 1930 y 1940 se creyó que la constante de Hubble era mucho mayor, de unos 170 kilómetros por segundo por millón de años-luz. Por nuestro razonamiento anterior, la edad del Universo tendría que ser igual a un millón de años-luz dividido por 170 kilómetros por segundo, o sea, 2.000 millones de años, o aun menor si tomamos en cuenta el freno gravitacional. Pero desde los estudios de la radiactividad por Lord Rutherford se sabe que la Tierra es mucho más vieja; se cree ahora que tiene unos 4.600 millones de años. La Tierra no puede ser más vieja que el Universo, por lo que los astrónomos se vieron forzados a dudar de que el corrrimiento hacia el rojo realmente nos diga algo sobre la edad del Universo. Algunas de las más ingeniosas ideas cosmológicas de los decenios de 1930 y 1940 tuvieron su origen en esta evidente paradoja, incluso quizá la teoría del estado estable. Tal vez la eliminación de la paradoja de las edades por la decuplicación de la distancia extragaláctica en la década de 1950 fue la condición esencial para el surgimiento de la cosmología de la gran explosión como teoría corriente.

El cuadro del Universo que hemos presentado es el de un enjambre de galaxias en expansión. Hasta ahora la luz sólo ha desempeñado para nosotros el papel de un «mensajero estelar», que transmite información sobre la distancia y la velocidad de las galaxias. Sin embargo, las condiciones eran muy diferentes en el Universo primitivo; como veremos, la luz era entonces el componente dominante del Universo, y la materia ordinaria sólo desempeñaba el papel de una contaminación despreciable. Por lo tanto, nos será útil para más adelante reformular lo que hemos aprendido sobre el corrimiento hacia el rojo en términos de la conducta de las ondas luminosas en un Universo en expansión.

Consideremos una onda luminosa que viaja entre dos galaxias típicas. La separación entre las galaxias es igual al producto del tiempo de viaje de la luz por su velocidad, mientras que el aumento de esta separación durante el viaje de la luz es igual al tiempo de ese viaje por la velocidad relativa de las galaxias. Para calcular la *fracción* de incremento en la separación, dividimos el incremento en la separación por el valor medio de esta separación durante el incremento, y hallamos que el tiempo de viaje de la luz se anula: el incremento en la separación de las dos galaxias (y por ende de cualesquiera otras galaxias típicas) durante el tiempo de viaje de la luz es exactamente la razón de la velocidad relativa de las galaxias a la velocidad de la luz. Pero, como hemos visto antes, esta misma razón da también el incremento en la longitud de onda de la luz durante su viaje. Así, *la longitud de onda de todo rayo de luz sencillamente aumenta en proporción a la separación entre galaxias típicas a medida que el Universo*

se expande. Podemos concebir las crestas de las ondas como si fueran «apartadas» cada vez más por la expansión del Universo. Aunque nuestra argumentación sólo ha sido estrictamente válida para tiempos de viaje cortos, formando una secuencia de estos viajes podemos concluir que lo mismo es válido en general. Por ejemplo, cuando contemplamos la galaxia 3C295 y hallamos que las longitudes de onda de sus espectros son un 46 por ciento más largas que en nuestras tablas corrientes de longitudes de onda espectrales, podemos concluir que el Universo es ahora un 46 por ciento más grande que cuando la luz partió de 3C295.

Hasta ahora nos hemos ocupado de cuestiones que los físicos llaman «cinemáticas» y conciernen a la descripción del movimiento independientemente de toda consideración sobre las fuerzas que lo rigen. Sin embargo, durante siglos los físicos y los astrónomos han tratado también de comprender la dinámica del Universo. Lo cual ha llevado inevitablemente al estudio del papel cosmológico de la única fuerza que actúa entre cuerpos astronómicos, la fuerza de la gravitación.

Como era de esperar, fue Isaac Newton quien primero abordó este problema. En una famosa correspondencia con el clasicista de Cambridge, Richard Bentley, Newton admitió que si la materia del Universo estuviera distribuida parejamente en una región *finita*, entonces toda ella tendería a caer hacia el centro, «y allí formar una gran masa esférica». En cambio, si la materia estuviese parejamente dispersa por un espacio *infinito*, no habría centro alguno sobre el que pudiera caer. En este caso, se contraería en un número infinito de agrupamientos, esparcidos por el Universo. Newton conjeturaba que éste podía ser el origen del Sol y las estrellas.

La dificultad de abordar la dinámica de un medio infinito paralizó bastante el progreso ulterior, hasta el advenimiento de la relatividad general. No es éste el lugar para explicar la relatividad general, que de todos modos resultó ser menos importante para la cosmología de lo que se pensó en un principio. Baste decir que Albert Einstein usó la teoría matemática existente de la geometría no-euclidina para explicar la gravitación como un efecto de la curvatura del espacio y el tiempo. En 1917, un año después de completar su teoría general de la relatividad, Einstein trató de hallar una solución a sus ecuaciones que describiera la geometría espacio-temporal de todo el Universo. Siguiendo las ideas cosmológicas que eran corrientes por entonces,

Einstein buscó específicamente una solución que fuese homogénea, isótropa y, desgraciadamente, *estática*. Pero no pudo hallar ninguna solución semejante. Para hallar un modelo que se adecuase a estas presuposiciones cosmológicas, Einstein se vio obligado a mutilar sus ecuaciones introduciendo un término, la llamada constante cosmológica, que empañó en gran medida la elegancia de la teoría original, pero que sirvió para contrarrestar la fuerza atractiva de la gravitación a grandes distancias.

El modelo del Universo de Einstein era realmente estático y no predecía corrimiento hacia el rojo. En el mismo año, 1917, el astrónomo holandés W. de Sitter halló otra solución para la teoría modificada de Einstein. Aunque esa solución pareció ser estática, y por ende aceptable para las ideas cosmológicas de la época, ¡tenía la notable propiedad de predecir un corrimiento hacia el rojo proporcional a la distancia! Los astrónomos europeos aún no conocían la existencia de grandes corrimientos hacia el rojo nebulares. Pero a fines de la Primera Guerra Mundial llegaron a Europa, desde América, noticias de la observación de grandes corrimientos hacia el rojo, y el modelo de De Sitter adquirió instantáneamente celebridad. En 1922, cuando el astrónomo Arthur Eddington escribió el primer tratado amplio sobre la relatividad general, analizó los datos existentes de corrimiento hacia el rojo en términos del modelo de De Sitter. El mismo Hubble decía que fue el modelo de De Sitter el que atrajo la atención de los astrónomos a la importancia de una posible dependencia del corrimiento hacia el rojo con respecto a la distancia, y quizá haya tenido presente este modelo cuando descubrió la proporcionalidad del corrimiento hacia el rojo con la distancia, en 1929.

Hoy parece fuera de lugar esta importancia atribuida al modelo de De Sitter. Entre otras cosas, no es realmente un modelo estático en modo alguno: parecía estático por el modo peculiar en que se introdujeron las coordenadas espaciales, pero la distancia entre observadores «típicos» en el modelo aumenta en realidad con el tiempo, y es esta separación general la que produce el corrimiento hacia el rojo. Asimismo, la razón de que el corrimiento hacia el rojo resultara proporcional a la distancia en el modelo de De Sitter era que este modelo satisface el principio cosmológico, y, como hemos visto, cabe esperar una proporcionalidad entre la velocidad relativa y la distancia en *toda* teoría que satisfaga a este principio.

De todos modos, el descubrimiento del alejamiento de las galaxias distantes pronto despertó el interés por los modelos cosmológicos homogéneos e isótropos pero no estáticos. Ya no se necesitaba una «constante cosmológica» en las ecuaciones de campo de la gravitación, y Einstein llegó a lamentar el haber introducido alguna vez tal cambio en sus ecuaciones originales. En 1922, la solución general homogénea e isótropa a las ecuaciones originales de Einstein fue hallada por el matemático ruso Alexander Friedmann. Fueron estos modelos de Friedmann, basados en las ecuaciones de campo originales de Einstein, y no los modelos de Einstein y de De Sitter, los que proporcionaron el fundamento matemático para la mayoría de las teorías cosmológicas modernas.

Los modelos de Friedmann son de dos tipos muy diferentes. Si la densidad media de la materia en el Universo es *menor* o igual que cierto valor crítico, entonces el Universo debe ser espacialmente infinito. En tal caso, la actual expansión del Universo seguirá eternamente. En cambio, si la densidad del Universo es *mayor* que ese valor crítico, entonces el campo gravitacional producido por la materia comba al Universo sobre sí mismo; es finito, aunque ilimitado, como la superficie de una esfera. (Esto es, si iniciamos un viaje en línea recta, no llegamos a ningún género de borde del Universo, sino que sencillamente volvemos al punto de partida.) En este caso, los campos gravitacionales son bastante fuertes como para llegar a detener la expansión del Universo, de modo que con el tiempo se contraerá nuevamente hasta alcanzar densidades indefinidamente grandes. La densidad crítica es proporcional al cuadrado de la constante de Hubble; para el actual valor de 15 kilómetros por segundo por millón de años-luz, la densidad crítica es igual a 5×10^{-30} gramos por centímetro cúbico, o aproximadamente tres átomos de hidrógeno por cada volumen de mil litros.

El movimiento de toda galaxia típica en los modelos de Friedmann es precisamente como el de una piedra arrojada hacia arriba desde la superficie de la Tierra. Si la piedra es arrojada con suficiente velocidad o, lo que equivale a lo mismo, si la masa de la Tierra es bastante pequeña, entonces la piedra irá perdiendo velocidad, pero no obstante escapará al infinito. Esto corresponde al caso de una densidad cósmica menor que la densidad crítica. En cambio, si la piedra es arrojada con velocidad insuficiente, entonces se elevará hasta

una altura máxima y luego caerá nuevamente. Esto, claro está, corresponde a una densidad cósmica superior a la densidad crítica.

Esta analogía aclara por qué no fue posible hallar soluciones cosmológicas a las ecuaciones de Einstein: no nos sorprendería demasiado ver una piedra elevarse o caer a la superficie de la Tierra, pero no esperaríamos verla suspendida en medio del aire. La analogía también nos ayuda a evitar una errónea concepción común de la expansión del Universo. Las galaxias no se alejan unas de otras por alguna fuerza misteriosa que las empuja, así como la piedra que se eleva no es repelida por la Tierra. En cambio, las galaxias se apartan porque fueron arrojadas en el pasado por algún tipo de explosión.

Aunque eso no se comprendió en la década de 1920-1930, muchas de las propiedades detalladas de los modelos de Friedmann pueden ser calculadas cuantitativamente usando esta analogía, sin referencia alguna a la relatividad general. Para calcular el movimiento de cualquier galaxia típica con respecto a nosotros, consideramos una esfera en la que nosotros ocupamos el centro y la galaxia aludida la superficie. El movimiento de esta galaxia es precisamente el mismo que si la masa del Universo consistiese solamente en la materia que está dentro de esa esfera, sin nada fuera de ella. Es como si cavásemos una profunda caverna en el interior de la Tierra y observásemos cómo caen los cuerpos; hallaríamos que la aceleración gravitacional hacia el centro sólo depende de la cantidad de materia más cercana al centro de nuestra caverna, como si la superficie de la Tierra estuviera en el interior de la caverna. Este notable resultado se halla expresado en un teorema que es válido tanto en la teoría de la gravitación de Newton como en la de Einstein y sólo depende de la simetría esférica del sistema en estudio. La versión relativista general de este teorema fue demostrada por el matemático norteamericano G. D. Birkhoff en 1923, pero su significación cosmológica sólo se comprendió unos decenios después.

Podemos emplear este teorema para calcular la densidad crítica de los modelos de Friedmann. (Véase la figura 3.) Cuando imaginamos una esfera de la que ocupamos el centro y alguna galaxia distante en la superficie, podemos usar la masa de las galaxias del interior de la esfera para calcular una velocidad de escape, la velocidad que la galaxia de la superficie tendría que tener para poder escapar al infinito. Resulta que esta velocidad de escape es proporcional al radio de la

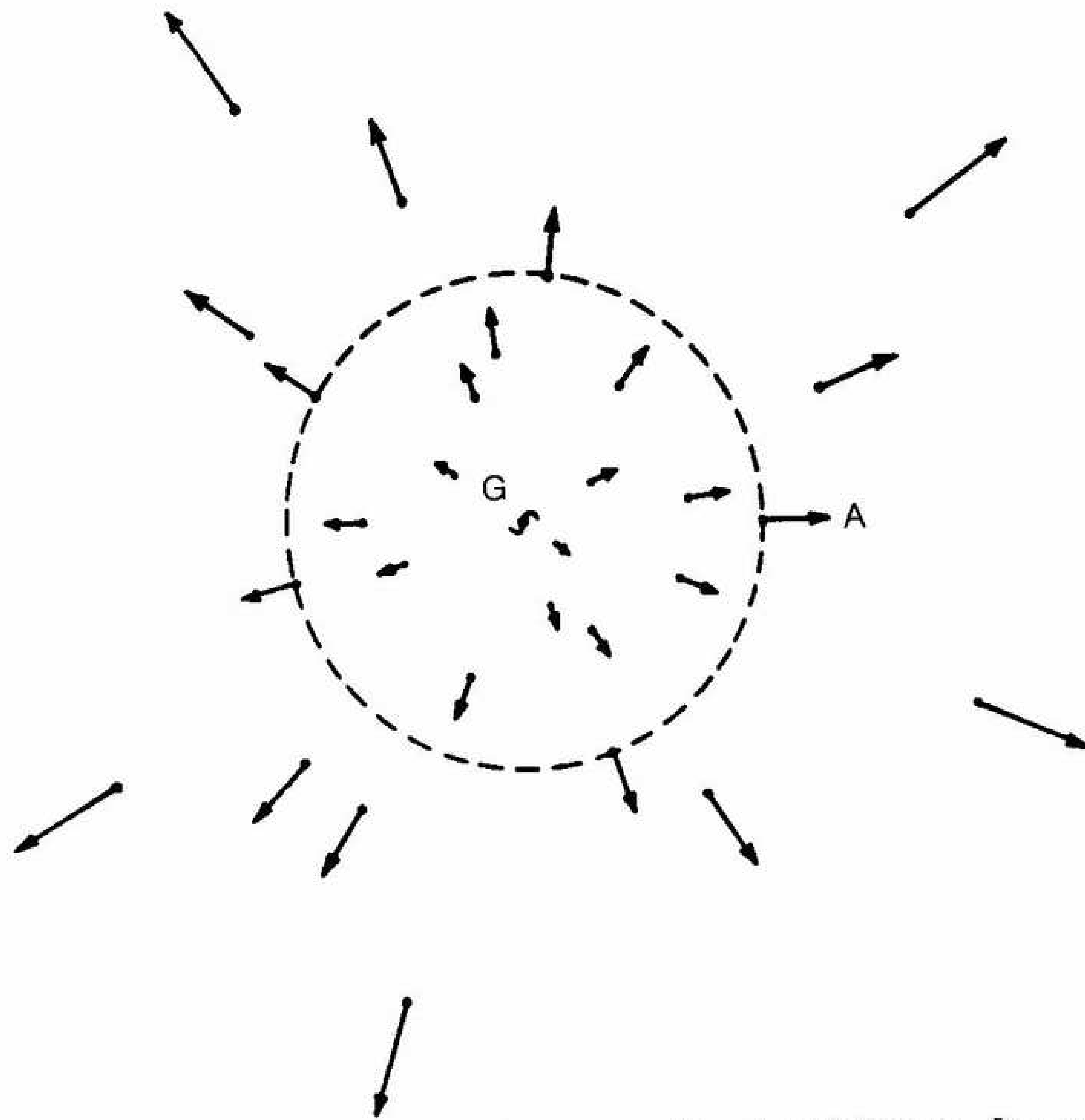


Figura 3. **El teorema de Birkhoff y la expansión del Universo**. Se representa aquí a una serie de galaxias, junto con sus velocidades con respecto a una galaxia dada G, velocidades indicadas por las longitudes y las direcciones de las flechas correspondientes. (De acuerdo con la ley Hubble, estas velocidades se consideran proporcionales a la distancia de G.) El teorema de Birkhoff afirma que, para calcular el movimiento de una galaxia A con respecto a G, sólo es necesario tomar en cuenta la masa contenida dentro de la esfera con centro en G que pasa por A, aquí representada por la línea de trazos. Si A no está demasiado lejos de G, el campo gravitacional de la materia interior a la esfera será moderado, y podrá calcularse el movimiento de A por las reglas de la mecánica newtoniana.

esfera: cuanto más masiva sea la esfera, más velozmente es menester desplazarse para escapar de ella. Pero la ley de Hubble nos dice que la velocidad real de una galaxia que está en la superficie de la esfera también es proporcional al radio de la esfera, la distancia a la cual se halla de nosotros. Así, aunque la velocidad de escape depende del radio, la *razón* de la velocidad real de la galaxia a su velocidad de

escape no depende del tamaño de la esfera; es la misma para todas las galaxias, y es la misma sea cual fuere la galaxia que tomemos como centro de la esfera. Según sean los valores de la constante de Hubble y la densidad cósmica, *toda* galaxia que se desplace según la ley de Hubble superará la velocidad de escape y por ende escapará al infinito o no alcanzará tal velocidad de escape y caerá hacia nosotros en algún momento futuro. La densidad crítica es sencillamente el valor de la densidad cósmica a la cual la velocidad de escape de cada galaxia es igual a la velocidad establecida por la ley de Hubble. La densidad crítica sólo puede depender de la constante de Hubble, y de hecho resulta ser sencillamente proporcional al cuadrado de la constante de Hubble. (Véase la nota matemática 2, p. 158).

La dependencia temporal exacta del tamaño del Universo (esto es, la distancia entre galaxias típicas) puede ser calculada usando argumentos similares, pero los resultados son bastante complicados (véase la figura 4). Pero hay un sencillo resultado que será muy

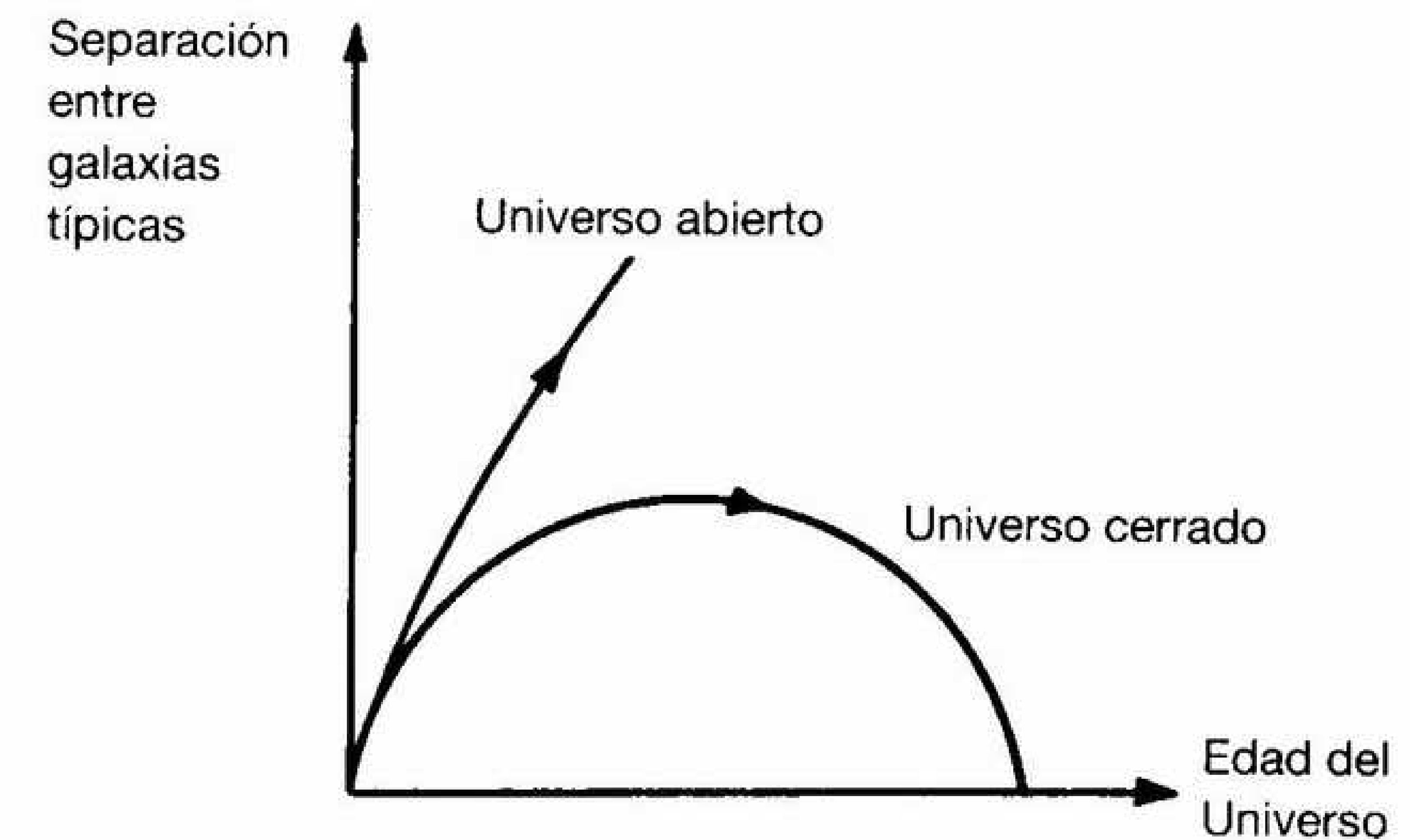


Figura 4. **Expansión y contracción del Universo**. Se muestra aquí la separación entre galaxias (en unidades arbitrarias) como función del tiempo, para dos modelos cosmológicos posibles. En el caso de un «universo abierto», el Universo es infinito; la densidad es menor que la densidad crítica; y la expansión, aunque en disminución, seguirá eternamente. En el caso de un «universo cerrado», el Universo es finito; la densidad es mayor que la densidad crítica; y la expansión con el tiempo se detendrá y será seguida por una contracción. Estas curvas han sido calculadas usando las ecuaciones de campo de Einstein sin una constante cosmológica, para un universo dominado por la materia.

importante para nosotros más adelante. En la era primitiva del Universo, el tamaño de esté variaba como una potencia simple del tiempo: la potencia de dos tercios si podía despreciarse la densidad de la radiación, o la potencia de un medio si la densidad de la radiación excedía la de la materia (véase la nota matemática 3, p. 160). El aspecto de los modelos cosmológicos de Friedmann que no es posible comprender sin la relatividad general es la relación entre la densidad y la geometría: el Universo es abierto e infinito o cerrado y finito según que la velocidad de las galaxias sea mayor o menor que la velocidad de escape.

Una manera de saber si las velocidades galácticas superan o no la velocidad de escape es medir la tasa a la que están disminuyendo. Si esta aceleración es menor (o mayor) que cierta cifra, entonces se supera (o no) la velocidad de escape. En la práctica, esto significa que debemos medir la curvatura del gráfico de corrimientos hacia el rojo en función de la distancia, para galaxias muy distantes (véase la figura 5). A medida que pasamos de un universo finito más denso a un universo infinito menos denso, la curva del corrimiento hacia el rojo en función de la distancia se aplana para distancias muy grandes. El estudio de la forma que presenta la curva del corrimiento hacia el rojo con respecto a la distancia para distancias grandes suele recibir el nombre de «programa de Hubble».

Hubble, Sandage y, recientemente, otros, han dedicado un enorme esfuerzo a este programa. Sin embargo, hasta ahora los resultados han sido inconcluyentes. El inconveniente es que, al estimar la distancia de galaxias lejanas, es imposible escoger variables Cefeidas o las estrellas más brillantes para usarlas como indicadoras de la distancia; en cambio, debemos estimar la distancia mediante la luminosidad aparente de las galaxias mismas. Pero ¿cómo sabemos si las galaxias que estudiamos tienen la misma luminosidad *absoluta*? (Recuérdese que la luminosidad aparente es la energía de radiación que recibimos por unidad de superficie del telescopio, mientras que la luminosidad absoluta es la energía total emitida en todas las direcciones por el objeto astronómico; la luminosidad aparente es proporcional a la luminosidad absoluta e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia.) Los efectos de la selección suponen enormes peligros: a medida que buscamos cada vez más lejos, tendemos a escoger galaxias de luminosidades absolutas cada vez mayores. Un problema aún

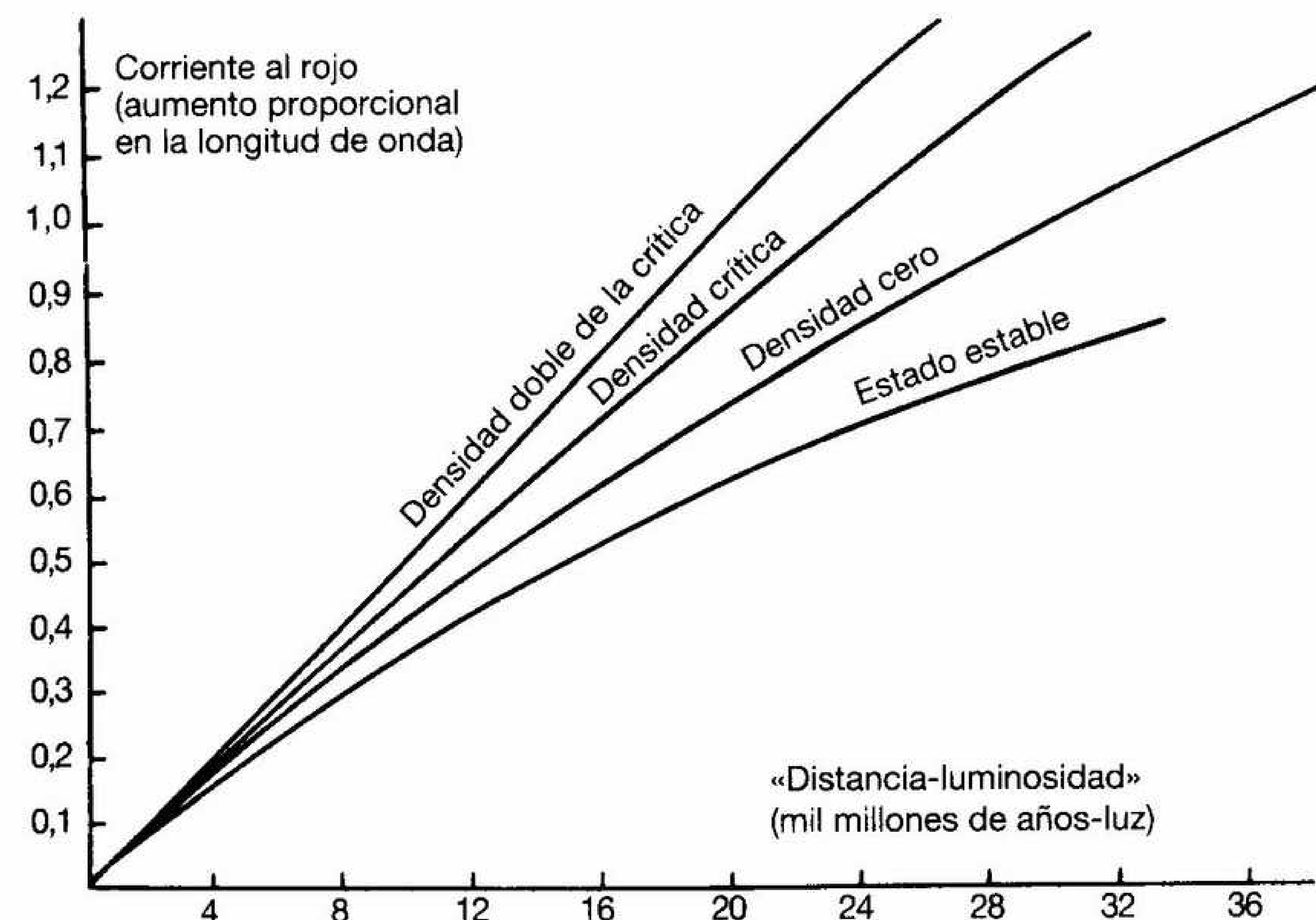


Figura 5. **El corrimiento al rojo en función de la distancia**. Aquí se muestra el corrimiento al rojo como función de la distancia, para cuatro posibles teorías cosmológicas. (Para ser precisos, aquí la «distancia-luminosidad», es decir, la distancia inferida de un objeto de luminosidad intrínseca o absoluta conocida por las observaciones de su luminosidad aparente.) Las curvas rotuladas «densidad doble de la crítica», «densidad crítica» y «densidad cero» están calculadas en el modelo de Friedmann, usando las ecuaciones de campo de Einstein para un universo dominado por la materia, sin una constante cosmológica; corresponden, respectivamente, a un universo cerrado, apenas abierto (véase la figura 4). La curva señalada como «estado estable» se aplica a toda teoría en la cual la apariencia del Universo no cambie con el tiempo. Las actuales observaciones no concuerdan con la curva de «estado estable», pero no permiten decidir entre las otras posibilidades, porque en las teorías de estado no estable la evolución galáctica hace muy problemática la determinación de la distancia. Todas las curvas han sido trazadas considerando la constante de Hubble igual a 15 kilómetros por segundo por millón de años-luz (correspondiente a un tiempo de expansión característico de 20.000 millones de años), pero es posible usar las curvas para cualquier otro valor de la constante de Hubble sencillamente cambiando la escala de todas las distancias.

peor es el de la evolución galáctica. Cuando contemplamos galaxias muy distantes, las vemos como eran hace miles de millones de años, cuando sus rayos de luz iniciaron su viaje hacia nosotros. Si las galaxias típicas eran entonces más brillantes que ahora, subestimaremos

su verdadera distancia. Una posibilidad, planteada muy recientemente por J. P. Ostriker y S. D. Tremaine, de Princeton, es que las galaxias mayores evolucionen, no sólo porque evolucionan sus estrellas individuales, ¡sino también porque engullen pequeñas galaxias vecinas! Pasará mucho tiempo antes de que podamos estar seguros de poseer una comprensión cuantitativa adecuada de estos diversos géneros de evolución galáctica.

En la actualidad, la mejor inferencia que puede extraerse del programa de Hubble es que la deceleración de las galaxias distantes parece muy pequeña. Esto significa que se mueven a velocidades mayores que la de escape, de modo que el Universo es abierto y seguirá expandiéndose eternamente. Esto concuerda con las estimaciones de la densidad cósmica; la materia visible en las galaxias no parece ascender a más de un pequeño porcentaje de la densidad crítica. Sin embargo, también hay incertidumbre con respecto a esto. Las estimaciones de la masa galáctica han ido aumentando en años recientes. Asimismo, como afirman George Field de Harvard y otros, puede haber un gas intergaláctico de hidrógeno ionizado que podría proporcionar la densidad cósmica crítica de la materia y que todavía no ha sido detectado.

Afortunadamente, no es necesario llegar a una conclusión definitiva con respecto a la geometría en gran escala del Universo para extraer consecuencias sobre su comienzo. La razón de ello es que el Universo tiene una especie de horizonte, y este horizonte se contrae rápidamente a medida que nos remontamos hacia los comienzos.

Ninguna señal puede viajar a mayor velocidad que la de la luz, de manera que en todo momento sólo pueden afectarnos los sucesos que ocurren a una cercanía suficiente para que un rayo de luz haya tenido tiempo de llegar hasta nosotros desde el comienzo del Universo. Todo suceso que ocurriese más allá de esta distancia no podría tener aún ningún efecto sobre nosotros: está más allá el horizonte. Si el Universo tiene ahora 10.000 millones de años, el horizonte se halla a una distancia de 30.000 millones de años-luz. Pero cuando el Universo tenía unos pocos minutos, el horizonte se hallaba sólo a unos pocos minutos-luz, menos que la actual distancia de la Tierra al Sol. También es cierto que todo el Universo era más pequeño entonces, en el sentido convenido de que la separación entre cualquier par de cuerpos era menor que ahora. Sin embargo, a medida que nos remontamos hacia los comienzos, la distancia del horizonte se contrae más rápidamente que el tamaño del Universo. Este último es proporcional a la potencia un medio o dos tercios del tiempo (véase nota matemática 3, p. 160), mientras que la distancia al horizonte es simplemente proporcional al tiempo, de modo que para tiempos cada vez más remotos el horizonte encierra partes cada vez menores del Universo (véase la figura 6).

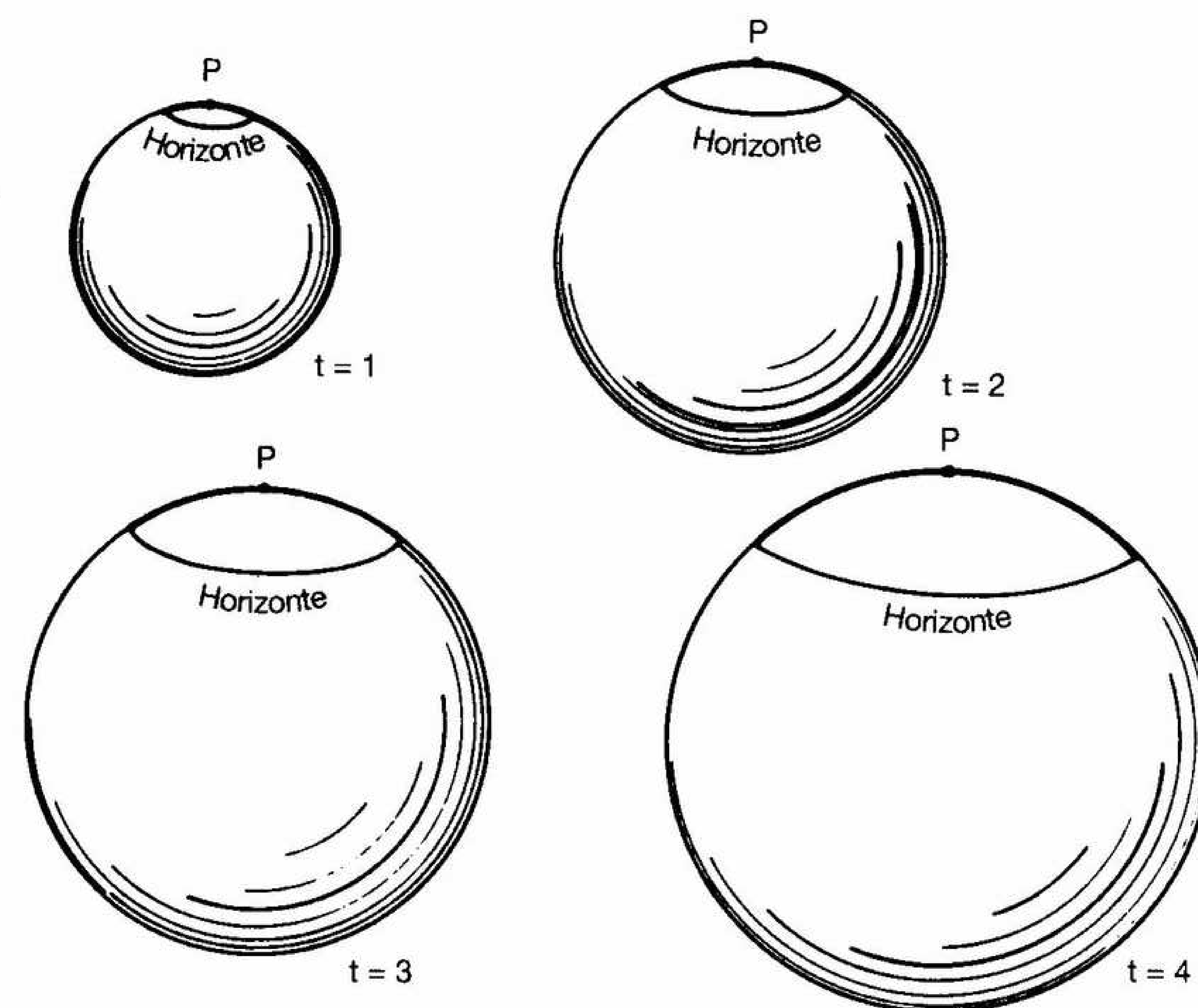


Figura 6. **Horizontes en un universo en expansión.** El Universo está representado aquí por una esfera, en cuatro momentos separados por intervalos de tiempo iguales. El «horizonte» de un punto P dado es la distancia más allá de la cual las señales luminosas no tendrían tiempo de llegar a P. La parte del Universo que está dentro del horizonte se halla indicada aquí por el casquete no sombreado de la esfera. La distancia de P al horizonte aumenta en proporción directa al tiempo. En cambio, el «radio» del Universo aumenta proporcionalmente a la raíz cuadrada del tiempo, correspondiente al caso de un universo dominado por la radiación. En consecuencia, cuanto más primitivos los tiempos, tanto menor es la parte del Universo que encierra el horizonte.

Como consecuencia de este acortamiento de los horizontes en el Universo primitivo, la curvatura del Universo en su conjunto es cada vez menor a medida que nos remontamos a tiempos cada vez más primitivos. Así, aunque la teoría cosmológica y la observación astronómica actuales aún no han revelado la extensión del futuro del Universo, brindan un cuadro bastante claro de su pasado.

Las observaciones discutidas en este capítulo nos abren una visión del Universo tan sencilla como grandiosa. El Universo se está expandiendo uniforme e isotrópicamente: los observadores de todas las galaxias típicas ven los mismos procesos en todas las direcciones. A medida que el Universo se expande, las longitudes de onda de los rayos de luz se alargan en proporción a la distancia entre las galaxias. No se cree que la expansión obedezca a alguna especie de repulsión cósmica, sino que es el efecto de velocidades remanentes de una explosión pasada. Estas velocidades están disminuyendo gradualmente por influencia de la gravitación; esta deceleración, parece ser muy lenta, lo cual indicaría que la densidad de la materia en el Universo es baja y su campo gravitacional demasiado débil para hacer al Universo espacialmente finito o para invertir la expansión con el tiempo. Nuestros cálculos nos permiten extrapolar hacia atrás la expansión del Universo, y nos revelan que la expansión debe de haber comenzado hace de 10.000 a 20.000 millones de años.

III

EL FONDO DE RADIACIÓN CÓSMICA DE MICROONDAS

Los astrónomos del pasado se habrían sentido cómodos con la historia relatada en el capítulo anterior: hasta el encuadre es familiar: grandes telescopios que exploran el cielo nocturno desde la cima de montañas de California o Perú, o el observador a simple vista en su torre, que «está atento a la Osa». Como señalé en el prefacio, ésta es también una historia que ha sido contada muchas veces, a menudo con mayor detalle que aquí.

Pasamos ahora a un género muy diferente de astronomía, a una historia que no se habría podido contar hace una década. No hablaremos de observaciones de la luz emitida en los últimos cientos de millones de años por galaxias más o menos similares a la nuestra, sino de observaciones de un fondo difuso de ondas de radio emitidas hacia el comienzo del Universo. También cambia el escenario, pues pasamos a los techos de los edificios de física de las universidades, a los globos o cohetes que vuelan por encima de la atmósfera de la Tierra y a los campos del norte de New Jersey.

En 1964, el laboratorio de la Bell Telephone poseía una excepcional antena de radio en Crawford Hill, Holmdel, New Jersey. Se la había construido para la comunicación a través del satélite *Echo*, pero sus características –un reflector de 20 pies en forma de cuerno con nivel de ruido ultrabajo– la convertían en prometedor instrumento para la radioastronomía. Dos radioastrónomos, Arno A. Penzias y Robert W. Wilson, comenzaron a usar la antena para medir la intensidad de las ondas de radio emitidas por nuestra galaxia a elevadas latitudes galácticas, esto es, fuera del plano de la Vía Láctea.

Este tipo de medición es muy dificultosa. Las ondas de radio de nuestra galaxia, como la de la mayoría de las fuentes astronómicas, pueden describirse fielmente como una suerte de *ruido*, similar al «ruido parásito» que se oye en una radio durante una tormenta. Este ruido no es fácil de distinguir del inevitable ruido eléctrico que producen los movimientos al azar de los electrones dentro de la estructura de la antena de radio y los circuitos del amplificador, o del ruido de radio que recoge la antena de la atmósfera de la Tierra. El problema no es tan serio cuando uno estudia una fuente de ruidos relativamente «pequeña», como una estrella o una galaxia distante. En este caso, se puede mover la antena de un lado a otro, entre la fuente y el cielo vacío circundante; todo ruido espurio que provenga de la estructura de la antena, los circuitos del amplificador o la atmósfera de la Tierra será el mismo se apunte la antena a la fuente o al cielo cercano, de modo que se lo anula cuando se comparan las dos observaciones. Pero Penzias y Wilson trataban de medir el ruido de radio proveniente de nuestra galaxia, es decir, del cielo mismo. Por lo tanto, era vitalmente importante identificar todo ruido eléctrico que pudiera producirse dentro del sistema receptor.

Las pruebas anteriores de este sistema, en efecto, habían revelado un poco más de ruido del que se podía descontar, pero parecía probable que esta discrepancia se debiese a un ligero exceso de ruido eléctrico en los circuitos del amplificador. Para eliminar tales problemas, Penzias y Wilson usaron un recurso llamado de «carga en frío»: se comparaba la energía proveniente de la antena con la producida por una fuente artificial enfriada con helio líquido, a unos cuatro grados por encima del cero absoluto. El ruido eléctrico en los circuitos del amplificador sería el mismo en ambos casos, y por ende se lo podía anular en la comparación, permitiendo así una medición directa de la energía proveniente de la antena. La energía de la antena medida de esta manera sólo consistiría en los aportes de la estructura de la antena, la atmósfera de la Tierra y cualquier fuente astronómica de ondas de radio.

Penzias y Wilson esperaban que hubiera muy poco ruido eléctrico dentro de la estructura de la antena. Sin embargo, para verificar esta suposición, comenzaron sus observaciones en una longitud de onda relativamente corta, de 7,35 centímetros, en la que el ruido de radio de nuestra galaxia es despreciable. Naturalmente, cabía esperar en

esta longitud de onda algún ruido de radio proveniente de la atmósfera de la Tierra, pero éste tiene una característica dependencia de la dirección: es proporcional al espesor de la atmósfera a lo largo de la dirección en la que se apunta la antena, menor hacia el cenit y mayor hacia el horizonte. Se esperaba que, después de substraer un término atmosférico con esta característica dependencia de la dirección, esencialmente no quedaría energía de la antena, y esto confirmaría que el ruido eléctrico producido dentro de la estructura de la antena era, en verdad, despreciable. Entonces podrían continuar estudiando la galaxia misma a una longitud de onda mayor, de unos 21 centímetros, a la que se esperaba que el ruido de radio galáctico fuera apreciable.

(Dicho sea de paso, las ondas de radio con longitudes de onda como 7,35 centímetros o 21 centímetros, y hasta 1 metro, son llamadas «radiación de microondas». Se las llama así porque esas longitudes de onda son menores que las de la banda de VHF usadas por el radar a comienzos de la Segunda Guerra Mundial.)

Para su sorpresa, Penzias y Wilson hallaron en la primavera de 1964 que captaban una cantidad apreciable de ruido de microondas a 7,35 centímetros que era independiente de la dirección. También hallaron que este «ruido parásito» no variaba con la hora del día ni con la estación, a medida que avanzaba el año. No parecía que pudiera provenir de nuestra galaxia, pues si así fuera, entonces la gran galaxia M31 de Andrómeda, que en la mayoría de los aspectos es similar a la nuestra, presumiblemente también tendría una fuerte radiación en 7,35 centímetros, y este ruido de microondas ya habría sido observado. Sobre todo, la ausencia de toda variación en el ruido de microondas observado con respecto a la dirección indicaba claramente que esas ondas de radio, si eran reales, no provenían de la Vía Láctea, sino de un volumen mucho mayor del Universo.

Evidentemente, era necesario cerciorarse otra vez de que la antena misma no estaba generando más ruido eléctrico que el esperado. En particular, se sabía que un par de palomas habían estado posándose en el cuello de la antena. Las palomas fueron atrapadas, enviadas a los Laboratorios Bell en Whippany, liberadas, halladas nuevamente en la antena de Holmdel unos días más tarde, atrapadas nuevamente, y por último disuadidas por medios más decisivos. Pero en el curso de su permanencia las palomas habían cubierto el cuello de la antena con lo que Penzias llamaba delicadamente «un material

dieléctrico blanco», y a la temperatura ambiente este material podía ser una fuente de ruido eléctrico. A principios de 1965 fue posible desarmar el cuello de la antena y limpiar la suciedad, pero esto, y todos los demás esfuerzos, sólo produjo una disminución muy pequeña del ruido observado. Subsistía el misterio: ¿de dónde provenía el ruido de microondas?

El único dato numérico de que disponían Penzias y Wilson era la intensidad del ruido de radio que habían observado. Para describir esta intensidad, usaron un lenguaje que es común entre los ingenieros radioeléctricos, pero que en este caso resultó tener una inesperada importancia. Cualquier cuerpo a cualquier temperatura superior al cero absoluto emite siempre un ruido radioeléctrico, producido por los movimientos térmicos de los electrones internos del cuerpo. Dentro de una caja con paredes opacas, la intensidad del ruido en cualquier longitud de onda determinada sólo depende de la temperatura de las paredes: cuanto mayor es la temperatura, tanto mayor es el ruido. Así, es posible describir la intensidad de ruido observado a una determinada longitud de onda en términos de una «temperatura equivalente», la temperatura de las paredes de una caja dentro de la cual el ruido tendría la intensidad observada. Por supuesto, un radiotelescopio no es un termómetro; mide la intensidad de las ondas de radio registrando las pequeñas corrientes eléctricas que las ondas generan en la estructura de la antena. Cuando un radioastrónomo dice que observa ruido radioeléctrico con un equivalente de temperatura tal y cual, sólo quiere decir que ésta es la temperatura de la caja opaca en la cual tendría que colocarse la antena para producir la intensidad de ruido observada. Desde luego, el que la antena se halle o no en tal caja es otra cuestión.

(Para prevenir objeciones de los expertos, debo decir que los ingenieros de radio a menudo describen la intensidad de un ruido de radio en términos de la llamada temperatura de antena, que es un poco diferente de la «temperatura equivalente» descrita. Para las longitudes de onda y las intensidades observadas por Penzias y Wilson, las dos definiciones son prácticamente idénticas.)

Penzias y Wilson hallaron que la temperatura equivalente del ruido que recibían era de unos 3,5 grados centígrados por encima del cero absoluto (o, más exactamente, entre 2,5 y 4,5 grados por sobre el cero absoluto). Las temperaturas medidas en la escala centígrada

pero referidas al cero absoluto, y no al punto de fusión del hielo, son los «grados Kelvin». Así, el ruido de radio observado por Penzias y Wilson podría describirse como con una «temperatura equivalente» de 3,5 grados Kelvin, o 3,5° K, para abreviar. Esto era mucho más de lo esperado, pero aún se trataba de una temperatura muy baja en términos absolutos, por lo que no cabe sorprenderse de que Penzias y Wilson dieran vueltas un poco a este resultado antes de darlo a conocer. Sin duda, no fue inmediatamente obvio que se trataba del más importante avance cosmológico desde el descubrimiento de los corrimientos hacia el rojo.

El significado del misterioso ruido de microondas pronto comenzó a aclararse por la operación del «colegio invisible» de los astrofísicos. Ocurrió que Penzias telefoneó a un colega radioastrónomo, Bernard Burke del MIT, para hablar de otros asuntos. Burke acababa de oír hablar a otro colega, Ken Turner de la Carnegie Institution, de una charla que a su vez había oído en la Universidad Johns Hopkins, dada por un joven teórico de Princeton, P. J. E. Peebles. En esta charla, Peebles había afirmado que debía haber un fondo de ruido de radio remanente del Universo primitivo, con una temperatura equivalente actual de aproximadamente 10° K. Burke ya sabía que Penzias estaba midiendo temperaturas de ruidos de radio con la antena en forma de cuerno de los laboratorios Bell, de modo que aprovechó la ocasión de la conversación telefónica para preguntarle cómo iban las mediciones. Penzias le dijo que las medidas iban bien, pero que había algo en los resultados que no comprendía. Burke sugirió a Penzias que los físicos de Princeton podían tener algunas ideas interesantes sobre lo que recibía su antena.

En la charla mencionada y en un escrito destinado a la imprenta, de marzo de 1965, Peebles había examinado la radiación que podía haber en el Universo primitivo. Desde luego, «radiación» es un término general que abarca ondas electromagnéticas de toda las longitudes de onda, es decir, no sólo ondas de radio, sino también luz infrarroja, luz visible, luz ultravioleta, rayos X y la radiación de muy corta longitud de onda llamada rayos gamma (véase el cuadro de p. 142). No hay diferencias tajantes; al cambiar la longitud de onda, un tipo de radiación se convierte gradualmente en otro. Peebles señaló que de no haber habido un intenso fondo de radiación durante los primeros minutos del Universo, las reacciones nucleares se habrían

producido tan rápidamente que gran parte del hidrógeno se habría «cocinado» para formar elementos más pesados, en contradicción con el hecho de que el Universo actual está formado por hidrógeno en sus tres cuartas partes. Este rápido «cocinamiento» nuclear sólo habría sido impedido si el Universo hubiese estado lleno de radiación con una enorme temperatura equivalente en las longitudes de onda muy cortas, que pudiera destruir los núcleos tan rápidamente como podían formarse.

Vamos a ver que esta radiación habría sobrevivido a la posterior expansión del Universo, pero que su temperatura equivalente continuó disminuyendo a medida que el Universo se expandió, en proporción inversa al tamaño del Universo. (Como veremos, esto es esencialmente un efecto del corrimiento hacia el rojo examinado en el capítulo 2.) Se sigue de ello que el Universo actual también debe estar lleno de radiación, pero con una temperatura equivalente mucho menor que en los primeros minutos. Peebles calcula que, para que el fondo de radiación haya mantenido la producción de helio y de elementos más pesados en los primeros minutos dentro de los límites conocidos, tiene que haber sido tan intensa que su temperatura actual sería al menos de 10 grados Kelvin.

La cifra de 10° K fue una sobreestimación, y este cálculo pronto fue reemplazado por cálculos más elaborados y exactos –del mismo Peebles y otros–, que serán examinados en el capítulo 5. El escrito de Peebles nunca se publicó en su forma original. Sin embargo, su conclusión era sustancialmente correcta: a partir de la abundancia observada de hidrógeno, podemos inferir que en sus primeros minutos el Universo debe haber estado lleno de una enorme cantidad de radiación que pudo impedir la formación en exceso de los elementos más pesados; desde entonces, la expansión del Universo habría rebajado su temperatura equivalente a unos pocos grados Kelvin, de modo que se presentaría ahora como un fondo de ruidos de radio provenientes de todas las direcciones por igual. Esta pareció inmediatamente la explicación natural del descubrimiento de Penzias y Wilson. Así, en cierto sentido la antena de Holmdel *está* en una caja: la caja es todo el Universo. Sin embargo, la temperatura equivalente registrada por la antena no es la temperatura del Universo actual, sino más bien la que el Universo tuvo hace mucho tiempo, reducida en proporción a la enorme expansión que el Universo ha sufrido desde entonces.

La labor de Peebles sólo fue la última de una larga serie de especulaciones cosmológicas similares. En efecto, a fines del decenio de 1940-1950, George Gamow y sus colaboradores Ralph Alpher y Robert Herman habían elaborado una teoría de la síntesis nuclear basada en la «gran explosión», teoría usada en 1948 por Alpher y Herman para predecir un fondo de radiación con una temperatura actual de unos 5° K. Cálculos similares se realizaron en 1964, por Ya. B. Zeldovich en Rusia e independientemente por Fred Hoyle y R. J. Tayler en Inglaterra. Esta temprana labor no fue conocida en un principio por los grupos de los laboratorios Bell y de Princeton, y no influyó sobre el descubrimiento real del fondo de radiación, de modo que podemos esperar hasta el capítulo 6 para considerarla en detalle. También abordaremos en el capítulo 6 la desconcertante cuestión histórica de por qué ninguna de esas realizaciones teóricas anteriores llevó a la búsqueda del fondo cósmico de microondas.

El cálculo de Peebles de 1965 había sido inspirado por las ideas de un destacado físico experimental de Princeton, Robert H. Dicke. (Entre otras cosas, Dicke había inventado algunas de las técnicas de microondas fundamentales que usan los radioastrónomos.) En 1964 Dicke había comenzado a preguntarse si no podría haber alguna radiación observable que hubiera quedado de una anterior etapa caliente y densa de la historia cósmica. Las especulaciones de Dicke se basaban en una teoría «oscilatoria» del Universo a la que volveremos en el último capítulo de este libro. Al parecer no tenía idea definida sobre la temperatura de esa radiación, pero vio el punto esencial: que había algo que merecía la pena buscar. Dicke sugirió a P. G. Roll y D. T. Wilkinson que montaran la búsqueda de un fondo de radiación de microondas, y éstos comenzaron a instalar una pequeña antena de bajo nivel de ruido en el tejado del Palmer Physical Laboratory de Princeton. (No es necesario usar un gran radiotelescopio para este fin, pues la radiación viene de todas las direcciones, de modo que no se gana nada con tener un haz de antena más definido.)

Antes de que Dicke, Roll y Wilkinson completaran sus mediciones, Dicke recibió una llamada de Penzias, quien por Burke se había enterado de la labor de Peebles. Decidieron publicar un par de cartas conjuntas en el *Astrophysical Journal*, en las que Penzias y Wilson anunciarían sus observaciones, y Dicke, Peebles, Roll y Wilkinson

explicarían la interpretación cosmológica. Penzias y Wilson, aún muy cautos, dieron a su artículo el modesto título de «Una medición de un exceso de temperatura de antena a 4.080 Mc/s». (La frecuencia a la cual se sintonizó la antena fue de 4.080 Mc/s, o 4.080 millones de ciclos por segundo, correspondiente a la longitud de onda de 7,35 centímetros.) Anunciaron sencillamente que «las mediciones de la temperatura de ruido cenital efectiva... han dado un valor de unos 3,5° K superiores a lo esperado», y evitaron toda mención de la cosmología, excepto para indicar que «una posible explicación para el observado exceso de temperatura de ruido es la dada por Dicke, Peebles, Roll y Wilkinson en una carta publicada en este número».

¿Es la radiación de microondas descubierta por Penzias y Wilson realmente un remanente que ha quedado del comienzo del Universo? Antes de pasar a considerar los experimentos que se han efectuado desde 1965 para dirimir esta cuestión, será necesario primero que nos preguntemos qué es lo que esperamos teóricamente: ¿Cuáles son las propiedades generales de la radiación que *debe* llenar el Universo si las ideas cosmológicas corrientes son correctas? Esta cuestión nos lleva a considerar qué ocurre con la radiación a medida que el Universo se expande, no sólo en el momento de la síntesis nuclear, al final de los tres primeros minutos, sino también en los eones transcurridos desde entonces.

Será muy útil aquí abandonar la imagen clásica de la radiación en términos de ondas electromagnéticas, que hemos estado usando hasta ahora, y adoptar en cambio la concepción «cuántica» más moderna, según la cual la radiación consiste en partículas llamadas *fotones*. Una onda de luz ordinaria contiene un enorme número de fotones que se desplazan juntos, pero si midiéramos con mucha precisión la energía transportada por el tren de ondas, hallaríamos que es siempre algún múltiplo de una cantidad definida, que identificamos como la energía de un solo fotón. Como veremos, las energías fotónicas son generalmente muy pequeñas, por lo que para la mayoría de los fines prácticos parece como si una onda electromagnética pudiera tener cualquier energía. Sin embargo, la interacción de la radiación con átomos o núcleos atómicos habitualmente se produce a un fotón por vez, y al estudiar tales procesos es necesario adoptar una descripción fotónica, no ondulatoria. Los fotones tienen masa cero y carga eléctrica cero, pero ello no obstante son reales: cada uno

de ellos lleva una energía y un momento definidos, y hasta tiene un spin definido alrededor de la dirección de su movimiento.

¿Qué le ocurre a un fotón individual cuando viaja por el Universo? No mucho, en lo que concierne al Universo actual. La luz de objetos situados a 10.000 millones de años-luz parece llegarnos perfectamente bien. Así, la materia presente en el espacio intergaláctico debe ser bastante transparente para que los fotones puedan viajar durante una parte apreciable de la edad del Universo sin ser dispersados o absorbidos.

Sin embargo, los corrimientos hacia el rojo de las galaxias distantes nos dicen que el Universo se expande, de modo que su contenido alguna vez debe haberse hallado mucho más comprimido que ahora. La temperatura de un fluido aumenta generalmente cuando se comprime el fluido, por lo que también podemos inferir que la materia del Universo era mucho más caliente en el pasado. Creemos, en efecto, que hubo un tiempo –que, como veremos, duró quizá los primeros 700.000 años del Universo– en que el contenido del mismo estaba tan caliente y denso que no podía dar origen a la formación de estrellas y galaxias, y hasta los átomos eran desmenuzados en sus núcleos y electrones constituyentes.

En tan desagradables condiciones, un fotón no podía atravesar inmensas distancias sin hallar obstáculos, como sucede en nuestro Universo actual. Un fotón hallaría en su camino un enorme número de electrones libres que podían dispersarlo o absorberlo eficazmente. Si el fotón es dispersado por un electrón, generalmente cederá un poco de energía al electrón o la ganará de éste, según que el fotón tenga inicialmente mayor o menor energía que el electrón. El «tiempo libre medio» en que el fotón podía viajar antes de ser absorbido o de que sufriera un cambio apreciable en su energía habría sido muy breve, mucho más breve que el tiempo característico de la expansión del Universo. Los tiempos libres medios análogos de las otras partículas, los electrones y los núcleos atómicos, habrían sido aún más cortos. Así, aunque en cierto sentido el Universo se expandía muy rápidamente al principio, para un fotón, un electrón o un núcleo individual la expansión llevaba mucho tiempo, tiempo suficiente para que cada partícula fuera dispersada, absorbida o emitida nuevamente muchas veces mientras el Universo se expandía.

Todo sistema de este género, en el que las partículas individuales tienen tiempo para muchas interacciones, debe llegar a un estado de

equilibrio. El número de partículas con propiedades (posición, energía, velocidad, spin, etc.) dentro de un cierto intervalo se estabilizarán en un valor tal que el número de partículas que salen en cada segundo de dicho intervalo es igual al número de las que entran en él. Así, las propiedades de tal sistema no estarán determinadas por las condiciones iniciales, sino por el requisito de que se mantenga el equilibrio. Por supuesto, «equilibrio» aquí no significa que las partículas queden inmutables: cada una de ellas es continuamente zarandeada por sus vecinas. El equilibrio es estadístico: es el modo en que las partículas están distribuidas en cuanto a posición, energía, etc., lo que no cambia o cambia muy lentamente.

El equilibrio de este tipo estadístico habitualmente es llamado «equilibrio térmico», porque un estado de equilibrio de esta especie siempre se caracteriza por una temperatura definida que debe ser uniforme en todo el sistema. En verdad, hablando en términos rigurosos, la temperatura sólo puede ser definida con precisión en un estado de equilibrio térmico. La potente y profunda rama de la física teórica llamada «mecánica estadística» proporciona los recursos matemáticos para calcular las propiedades de todo sistema en equilibrio térmico.

El mecanismo del equilibrio térmico opera un poco a la manera en que en la economía clásica se supone que operan los precios. Si la demanda supera a la oferta, el precio de los artículos subirá, reduciendo la demanda efectiva y estimulando el aumento de la producción. Si la oferta supera a la demanda, los precios caerán, incrementando la demanda efectiva y desalentando una mayor producción. En ambos casos, la oferta y la demanda se aproximarán a la igualdad. Del mismo modo, si hay demasiada o demasiado pocas partículas con energías, velocidades, etc., que caigan dentro de una gama particular, entonces el ritmo al que abandonen esa gama será mayor o menor que el ritmo al cual entren en ella, hasta que se establezca el equilibrio.

Por supuesto, el mecanismo de los precios no siempre actúa exactamente del modo en que se supone en la economía clásica, pero también en esto la analogía es válida: la mayoría de los sistemas físicos del mundo real está muy lejos del equilibrio térmico. En el centro de las estrellas hay un equilibrio térmico casi perfecto, de manera que podemos estimar con cierta confianza cuáles serán allí las condiciones, pero la superficie de la Tierra no está en ninguna parte cerca

del equilibrio, y no podemos estar seguros de que mañana lloverá o no. El Universo nunca ha estado en perfecto equilibrio térmico, pues a fin de cuentas se está expandiendo. Sin embargo, durante el período primitivo, cuando el ritmo de dispersión o absorción de las partículas individuales era mucho más veloz que el de la expansión cósmica, podrá considerarse que el Universo evolucionaba «lentamente» de un estado de equilibrio térmico casi perfecto a otro.

Es fundamental para la argumentación de este libro que el Universo haya pasado alguna vez por un estado de equilibrio térmico. De acuerdo con las conclusiones de la mecánica estadística, las propiedades de un sistema en equilibrio térmico quedan totalmente determinadas una vez que especificamos la temperatura del sistema y las densidades de unas pocas magnitudes que se conservan (sobre las cuales diremos algo más en el próximo capítulo). Así, el Universo sólo conserva una memoria muy limitada de sus condiciones iniciales. Esto es una lástima, si lo que deseamos es reconstruir el comienzo mismo, pero también ofrece una compensación, y es que podemos inferir el curso de los sucesos desde el comienzo sin demasiadas suposiciones arbitrarias.

Hemos visto que, según se cree, la radiación de microondas descubierta por Penzias y Wilson es una herencia de una época en que el Universo se hallaba en un estado de equilibrio térmico. Por lo tanto, para discernir qué propiedades cabe esperar del fondo de radiación de microondas observado, debemos plantearnos: ¿Cuáles son las propiedades generales de la radiación en equilibrio térmico con la materia?

Esa fue precisamente la cuestión que dio origen, históricamente, a la teoría cuántica y a la interpretación de la radiación en términos de fotones. En el decenio de 1890-1900 se había llegado a saber que las propiedades de la radiación en estado de equilibrio térmico con la materia sólo dependen de la temperatura. Para ser más específicos, la cantidad de energía por unidad de volumen en tal radiación, dentro de una gama determinada de longitudes de onda, está dada por una fórmula universal, en la que sólo intervienen la longitud de onda y la temperatura. La misma fórmula de la cantidad de radiación dentro de una caja de paredes opacas, de modo que un radioastrónomo puede usar esfa fórmula para interpretar la intensidad del ruido de radio que observa en función de una «temperatura equivalente». En

esencia, la misma fórmula también da la cantidad de radiación emitida por segundo y por centímetro cuadrado a cualquier longitud desde una superficie totalmente absorbente, por lo que la radiación de este género generalmente es llamada «radiación del cuerpo negro». Esto es, la radiación del cuerpo negro se caracteriza por una distribución definida de energía según la longitud de onda, distribución dada por una fórmula universal que sólo depende de la temperatura. La cuestión más candente con la que se enfrentaban los físicos teóricos del decenio de 1890-1900 era hallar esta fórmula.

La fórmula correcta de la radiación del cuerpo negro hallada en las semanas finales del siglo XIX por Max Karl Ernst Ludwig Planck. La forma precisa del resultado de Plack se ve en la figura 7, para la particular temperatura de 3° K del ruido de microondas cósmico observado. La fórmula de Planck puede ser resumida cualitativamente del siguiente modo: En una caja llena de radiación de cuerpo negro, la energía, en toda gama de longitudes de onda, asciende muy rápidamente con el aumento en la longitud de onda, llega a un máximo y luego cade de nuevo rápidamente. Esta «distribución de Planck» es universal y no depende de la naturaleza de la materia con la cual interacciona la radiación, sino sólo de su temperatura. Según es costumbre en la actualidad, la expresión «radiación del cuerpo negro» indica toda la radiación en la cual la distribución de la energía en función de la longitud de onda satisface la fórmula de Planck, sea realmente o no un cuerpo negro el que emite la radiación. Así, durante al menos el primer millón de años, aproximadamente, cuando la radiación y la materia se hallaban en equilibrio térmico, el Universo debe haber estado lleno de radiación de cuerpo negro con una temperatura igual a la del contenido material del Universo.

La importancia de la fórmula de Planck iba mucho más allá del problema de la radiación del cuerpo negro, porque en ella introdujo una nueva idea: que la energía se emite en cantidades discretas, o «cuantos». Originalmente, Planck sólo consideró la cuantización de la energía de la materia en equilibrio con la radiación, pero unos años más tarde Einstein sugirió que tambien la radiación se emite en cuantos, más tarde llamados fotones. Estos desarrollos llevaron con el tiempo, en la década de 1920-1930, a una de las grandes revoluciones intelectuales de la historia de la ciencia: el reemplazo de la mecánica clásica por un lenguaje enteramente nuevo, el de la mecánica cuántica.

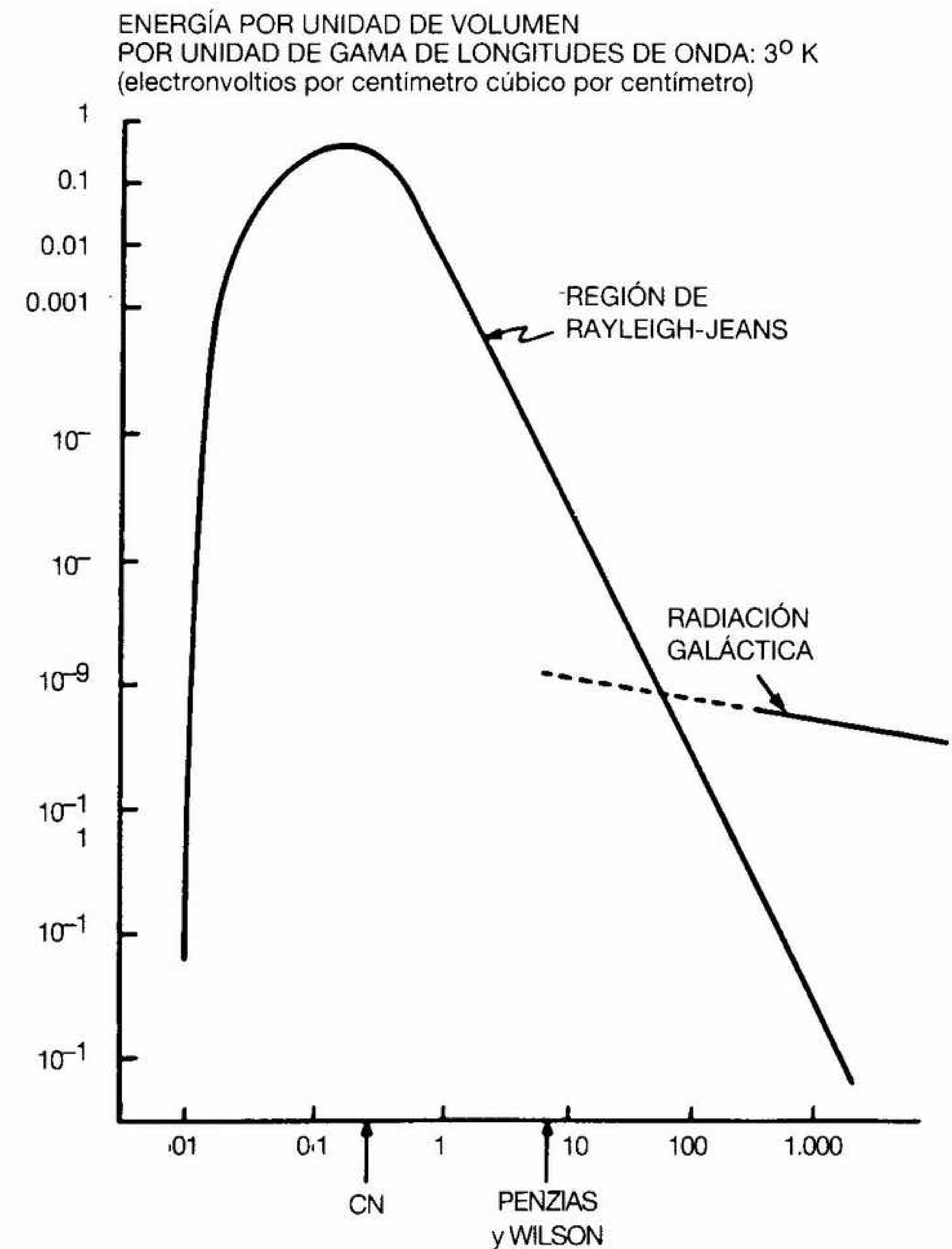


Figura 7. **La distribución de Planck**. La densidad de energía por unidad de gama de longitudes de onda es función de la longitud de onda para la radiación de cuerpo negro con una temperatura de 3° K. (Para una temperatura mayor que 3° K en un factor f, sólo es necesario reducir las longitudes de onda en un factor $1/f$ y aumentar las densidades de energía en un factor f^{3}.) La parte recta de la curva queda descrita aproximadamente por la «distribución de Rayleigh-Jeans», más sencilla; cabe esperar una curva con esta pendiente para una amplia variedad de casos, además de la radiación de cuerpo negro. La rápida caída de la izquierda se debe a la naturaleza cuántica de la radiación, y es una característica específica de la radiación de cuerpo negro. La línea rotulada «raciación galáctica» muestra la intensidad del ruido de radio de nuestra galaxia. (Las flechas indican la longitud de onda de la medición original de Penzias y Wilson, y la longitud de onda a la cual puede inferirse una temperatura de radiación de las mediciones de absorción por el primer estado rotacional excitado del cianógeno interestelar.)

No podemos en este libro penetrar más a fondo en la mecánica cuántica. Sin embargo, nos ayudará a comprender la conducta de la radiación en un universo en expansión considerar cómo el cuadro de la radiación en términos de fotones lleva a los rasgos generales de la distribución de Planck.

La razón de que la densidad de energía de la radiación del cuerpo negro decaiga para longitudes de onda muy grandes es sencilla: es difícil encerrar la radiación dentro de un volumen cuyas dimensiones sean menores que la longitud de onda. Esto podría comprenderse (y se comprendió) aun sin la teoría cuántica, sencillamente sobre la base de la vieja teoría ondulatoria de la radiación.

En cambio, la disminución de la densidad de energía de la radiación del cuerpo negro para longitudes de ondas muy cortas no podía ser comprendida en una concepción no cuántica de la radiación. Es una consecuencia conocida de la mecánica estadística la de que, a cualquier temperatura, es difícil producir algún tipo de partícula u onda u otra excitación cuya energía sea mayor que cierta cantidad proporcional a la temperatura. Sin embargo, si las pequeñas ondas de radiación pudieran tener energías arbitrariamente pequeñas, entonces no habría nada que limitara la cantidad total de radiación del cuerpo negro de longitudes de onda muy cortas. Esto no sólo estaba en contradicción con los experimentos, sino que habría llevado al catastrófico resultado de que ¡la energía total de la radiación del cuerpo negro sería infinita! La única solución era suponer que la energía fluye en porciones o «cuantos», donde la cantidad de energía de cada porción aumenta al disminuir la longitud de onda, de modo que en cualquier temperatura dada habría muy poca radiación en las longitudes de onda corta, para que las que las porciones tienen una elevada energía. En la formulación final de esta hipótesis, debida a Einstein, *la energía de todo fotón es inversamente proporcional a la longitud de onda*; a cualquier temperatura dada, la radiación del cuerpo negro contendrá muy pocos fotones que tengan una energía demasiado grande, y por tanto muy pocos que tengan longitudes de onda demasiado cortas, lo cual explica la caída de la distribución de Planck en las longitudes de onda cortas.

Para ser específicos, la energía de un fotón con una longitud de onda de un centímetro es de 0,000124 electronvoltios, y proporcionalmente mayor a longitudes onda más cortas. El electronvoltio es una conveniente unidad de energía, igual a la energía que adquiere un electrón al desplazarse por una diferencia de potencial de un voltio. Por ejemplo, una pila de linterna común gasta 1,5 electronvoltios por cada electrón que hace pasar por el filamento de la bombilla. (En términos de las unidades métricas de energía, un electronvoltio es $1{,}602 \times 10^{-12}$ ergios, ó $1{,}602 \times 10^{-19}$ julios). De acuerdo con la fórmula de Einstein, la energía de un fotón a la longitud de microonda de 7,35 centímetros –la utilizada por Penzias y Wilson– es 0,000124 electronvoltios dividido por 7,35, o sea, 0,000017 electronvoltios. Por otro lado, un fotón típico de la luz visible tendría una longitud de onda de una veintemilésima parte de un centímetro (5×10^{-5} cm), de modo que su energía sería de 0,000124 electronvoltios por 20.000, o unos 2,5 electronvoltios. En cualquier caso, la energía de un fotón es muy pequeña en términos macroscópicos, razón por la cual los fotones parecen mezclarse en una corriente continua de radiación.

Dicho sea de paso, las energías de las reacciones químicas son por lo general del orden de un electronvoltio por átomo o por electrón. Por ejemplo, arrancar el electrón de un átomo de hidrógeno requiere 13,6 electonvoltios, pero éste es un proceso químico excepcionalmente violento. El hecho de que los fotones de la luz solar también tengan energías del orden de un electronvoltio aproximadamente es de enorme importancia para nosotros, pues es lo que permite a esos fotones provocar las reacciones químicas esenciales para la vida, como la fotosíntesis. Las energías de las reacciones nucleares son generalmente del orden de un *millón* de electronvoltios por núcleo atómico, razón por la cual medio kilo de plutonio tiene más o menos la energía explosiva de medio millón de kilos de TNT.

La noción de fotón nos permite comprender fácilmente las principales propiedades cualitativas de la radiación del cuerpo negro. En primer término, los principios de la mecánica estadística nos dicen que la energía del fotón típico es porporcional a la temperatura, mientras que la fórmula de Einstein nos dice que la longitud de onda de un fotón es inversamente proporcional a su energía. Luego, uniendo estas dos leyes, la longitud de onda típica de los fotones en la radiación del cuerpo negro es inversamente proporcional a la temperatura. Para decirlo en términos cualitativos, la longitud de onda típica alrededor de la cual se concentra la mayor parte de la energía de la radiación del cuerpo negro es 0,29 de centímetro a una temperatu-

ra de 1° K, y es proporcionalmente menor a temperaturas mayores.

Por ejemplo, un cuerpo opaco a la temperatura «ambiente» de 300° K (= 27° C) emitirá radiación de cuerpo negro a una longitud típica de 0,29 dividida por 300, o aproximadamente un milésimo de un centímetro. Está en la gama de la radiación infrarroja y es una longitud de onda demasiado larga para que nuestros ojos la vean. En cambio, la superficie del Sol está a una temperatura de unos 5.800° K, y por consiguiente la luz que emite tiene un pico en una longitud de onda de aproximadamente 0,29 centímetros dividido por 5.800, o sea, quinientos milésimos de un centímetro (5×10^{-5} cm), o, en términos equivalentes, unas 5.000 unidades Angstrom. (Un Angstrom es un cien millonésimo, o 10^{-8}, de centímetro.) Como ya dijimos, esta longitud de onda está en la mitad de la gama de longitudes de onda que nuestros ojos pueden ver, por lo que las llamamos longitudes de onda «visibles». El hecho de que estas longitudes de onda sean tan cortas explica que sólo a comienzos del siglo XIX se descubriera la naturaleza ondulatoria de la luz; sólo cuando examinamos la luz que pasa por agujeros realmente pequeños podemos observar fenómenos característicos de la propagación ondulatoria, como la difracción.

Vimos también que la disminución en la densidad de energía de la radiación del cuerpo negro para largas longitudes de onda se debe a la dificultad de colocar la radiación en un volumen cuyas dimensiones sean menores que una longitud de onda. En realidad, la distancia media entre los fotones en la radiación del cuerpo negro es aproximadamente igual a la longitud de onda del fotón típico. Pero vimos que esta longitud de onda típica es inversamente proporcional a la temperatura, de modo que la distancia media entre fotones es también inversamente proporcional a la temperatura. El número de cosas de cualquier especie en un volumen fijo es inversamente proporcional al cabo de su separación media, de manera que en la radiación del cuerpo negro la regla es que *el número de fotones en un volumen dado es proporcional al cubo de la temperatura.*

Podemos agrupar esta información para extraer algunas conclusiones sobre la cantidad de energía en la radiación de cuerpo negro. La energía por litro, o «densidad de energía», es sencillamente el número de fotones por litro multiplicado por la energía media por fotón. Pero hemos visto que el número de fotones por litro es proporcional al cubo de la temperatura, mientras que la energía fotónica media es

simplemente proporcional a la temperatura. Por lo tanto, la energía por litro en la radiación del cuerpo negro es proporcional al cubo de la temperatura por la temperatura, o, en otras palabras, a la *cuarta* potencia de la temperatura. Para decirlo cuantitativamente, la densidad de energía de la radiación del cuerpo negro es 4,72 electronvoltios por litro a la temperatura de 1° K, 47.200 electronvoltios por litro a la temperatura de 10° K, etc. (Se llama a esto la ley de Stefan-Boltzmann.) Si el ruido de microondas descubierto por Penzias y Wilson realmente era radiación de cuerpo negro con una temperatura de 3° K, entonces su densidad de energía debe ser 4,72 electronvoltios por litro por 3 a la cuarta potencia, o sea, unos 380 electronvoltios por litro. Cuando la temperatura fue mil veces mayor, la densidad de energía fue un billón (10^{12}) de veces mayor.

Ahora podemos volver al origen de la radiación fósil de microondas. Hemos visto que tuvo que haber un tiempo en que el Universo estaba tan caliente y denso que los átomos tenían sus núcleos y electrones disociados, y la dispersión de fotones por electrones libres mantenía un equilibrio térmico entre la materia y la radiación. A medida que pasó el tiempo, el Universo se expandió y se enfrió, llegando con el tiempo a una temperatura (de unos 3.000° K) suficientemente baja como para permitir la combinación de núcleos y electrones en átomos. (En la literatura astrofísica suele llamarse a esto «recombinación», término singularmente inadecuado, pues en la época que estamos considerando los núcleos y los electrones nunca habían formado átomos en la historia anterior del Universo.) La repentina desaparición de electrones libres rompió el contacto térmico entre la radiación y la materia, y la radiación continuó en lo sucesivo expandiéndose libremente.

En el momento en que ocurrió esto, la energía en el campo de radiación a diversas longitudes de onda estaba gobernada por las condiciones del equilibrio térmico, y por ende estaba dada por la fórmula del cuerpo negro de Planck para una temperatura igual a la de la materia, es decir, unos 3.000° K. En particular, la longitud de onda típica de los fotones habría sido de aproximadamente una micra (un diezmilésimo de centímetro, ó 10.000 Angstroms) y la distancia media entre fotones habría sido aproximadamente igual a esta longitud de onda típica.

¿Qué ha ocurrido con los fotones desde entonces? No se crearon ni se destruyeron fotones individuales, de modo que la distancia

media entre fotones sencillamente aumentó en proporción al tamaño del Universo, esto es, en proporción a la distancia nedia entre galaxias típicas. Pero vimos en el capítulo anterior que el efecto del corrimiento hacia el rojo cosmológico es «estirar» la longitud de onda de todo rayo de luz a medida que el Universo se expande; así, las longitudes de onda de los fotones individuales sencillamente aumentaron en proporción al tamaño del Universo. Los fotones, por ello, permanecieron separados una longitud de onda típica, al igual que en la radiación del cuerpo negro. En verdad, prosiguiendo esta línea de argumentación cuantitativamente, podemos demostrar que *la radiación que llena el Universo seguiría viniendo descrita exactamente por la fórmula de Planck para el cuerpo negro a medida que aquél se expandiese*, aunque ya no estuviera en equilibrio térmico con la materia. (Véase la nota matemática 4, p. 164-167). El único efecto de la expansión es aumentar la longitud de onda típica de los fotones en proporción al tamaño del Universo. La temperatura de la radiación de cuerpo negro es inversamente proporcional a la longitud de onda típica, de modo que disminuiría a medida que el Universo se expandió, en proporción inversa al tamaño del Universo.

Por ejemplo, Penzias y Wilson hallaron que la intensidad del ruido de microondas que habían descubierto correspondía a una temperatura de aproximadamente 3° K. Esto es lo que cabría esperar, precisamente, si el Universo se hubiese expandido en un factor 1.000 desde el momento en que la temperatura era bastante alta (3.000° K) para mantener la materia y la radiación en equilibrio térmico. Si esta interpretación es correcta, el ruido de 3° K es, con mucho, la señal más antigua que reciben los astrónomos, pues fue emitida mucho antes que la luz proveniente de las más distantes galaxias que podemos ver.

Pero Penzias y Wilson habían medido la intensidad del ruido cósmico sólo a una longitud de onda, la de 7,35 centímetros. Inmediatamente fue de la mayor urgencia decidir si la distribución de energía radiante según la longitud de onda es descrita por la fórmula de Planck para el cuerpo negro, como cabría esperar si realmente fuera una radiación fósil corrida hacia el rojo, remanente de una época en que la radiación y la materia del Universo estaban en equilibrio térmico. De ser así, entonces la «temperatura equivalente», calculada comparando la intensidad observada del ruido de radio con la fórmula de Planck, tendría el mismo valor para todas las longitudes de onda que para la de 7,35 centímetros estudiada por Penzias y Wilson.

Según hemos visto, en la época del descubrimiento de Penzias y Wilson ya se estaba realizando en New Jersey otra labor para detectar un fondo de radiación cósmica de microondas. Poco después de publicados el par original de artículos de los grupos de los labora torios Bell y de Princeton, Roll y Wilkinson anunciaron el resultado a que habían llegado: la temperatura equivalente del fondo de radiación a una longitud de onda de 3,2 centímetros estaba entre 2,5 y 3,5 grados Kelvin. Esto es, dentro del margen de error experimental, ¡la intensidad de ruido cósmico a la longitud de onda de 3,2 centímetros era mayor que a 7,35 exactamente en la proporción que cabría esperar si la radiación fuera descrita por la fórmula de Planck!

Desde 1965, la intensidad de la radiación fósil de microondas ha sido medida por los radioastrónomos a más de una docena de longitudes de onda que iban de 73,5 centímetros a 0,33 centímetros. Cada una de estas mediciones es compatible con una distribución de Planck de la energía en función de la longitud de onda, con una temperatura entre 2,7° K y 3° K.

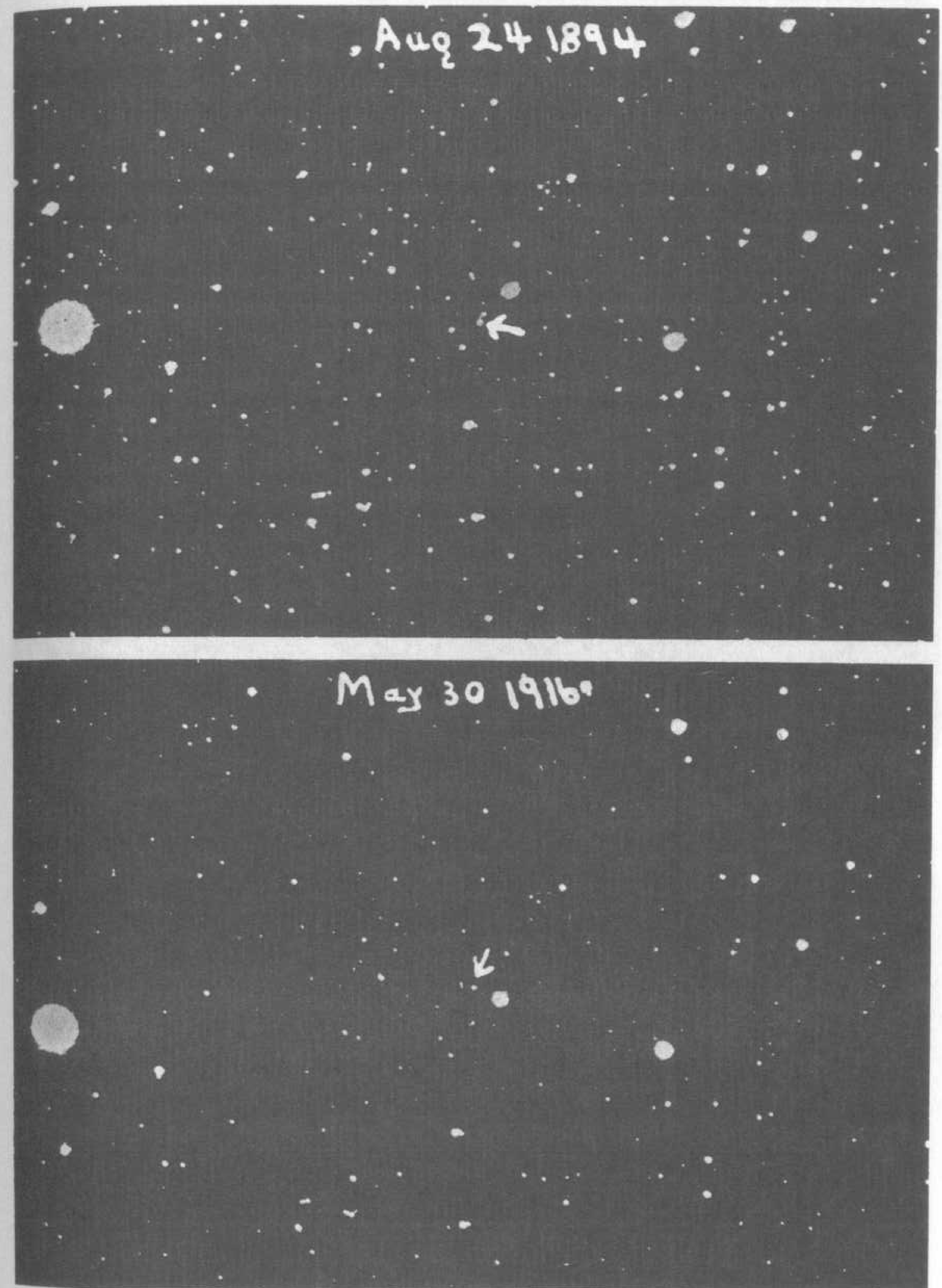
Sin embargo, antes de saltar a la conclusión de que ésta es realmente una radiación de cuerpo negro, debemos recordar que la longitud de onda «típica», a la cual la distribución de Planck alcanza su máximo, es 0,29 centímetros dividido por la temperatura en grados Kelvin, que para una temperatura de 3° K da algo menos de 0,1 centímetro. Así, todas estas mediciones de microondas pertenecen a la parte de longitudes de onda *largas* en la distribución de Planck. Pero hemos visto que el aumento en la densidad de energía a medida que disminuye la longitud de onda en esta parte del espectro se debe a la dificultad de colocar longitudes de onda largas en pequeños volúmenes, y era de esperar para una gran variedad de campos de radiación, inclusive radiación *no* producida en condiciones de equilibrio térmico. (Los radioastrónomos llaman a esta parte del espectro la región de Rayleigh-Jeans, porque fue analizada por primera vez por Lord Rayleigh y Sir James Jeans.) Para verificar que realmente se trata de radiación del cuerpo negro, es necesario ir más allá del máximo de la distribución de Planck y pasar a la región de las longitudes de ondas cortas, y comprobar que la densidad de energía realmente cae con la disminución de la longitud de onda, como es de esperar sobre la base

de la teoría cuántica. Para las longitudes de onda más cortas que 0,1 centímetro, estamos realmente fuera del ámbito de la radio-astronomía o de la de microondas, y entramos en la disciplina más reciente de la astronomía de rayos infrarrojos.

Por desgracia, la atmósfera de nuestro planeta, que es casi transparente para las longitudes de onda superiores a 0,3 centímetros, se hace cada vez más opaca cuanto más cortas son las longitudes de onda. No parece probable que un radioobservatorio asentado en la Tierra, aunque esté ubicado a la altura de las montañas, permita medir el fondo de radiación cósmica a longitudes de onda mucho más cortas que 0,3 centímetros.

Extrañamente, el fondo de radiación *fue* medido en longitudes de onda más cortas mucho antes de que se llevara a cabo la labor astronómica reseñada hasta ahora en este capítulo, ¡y por un astrónomo óptico, no de radio ni de infrarrojos! En la constelación de Ophiuchus («el portador de serpientes») hay una nube de gas interestelar que está entre la Tierra y una estrella caliente, por lo demás común: ζ Oph. El espectro de ζ Oph está atravesado por una serie de bandas oscuras no habituales, lo cual indica que el gas intermedio absorbe luz a una serie de longitudes de onda definidas. Son las longitudes de onda a las cuales los fotones tienen las energías requeridas para provocar transiciones en las moléculas de la nube gaseosa, de estado de menor energía a otros de mayor energía. (Las moléculas, como los átomos, sólo pueden tener estados de nergía determinados, o «cuantizados».) Así, observando las longitudes de onda donde aparecen las bandas oscuras, es posible inferir algo sobre la naturaleza de estas moléculas y de los estados en que se encuentran.

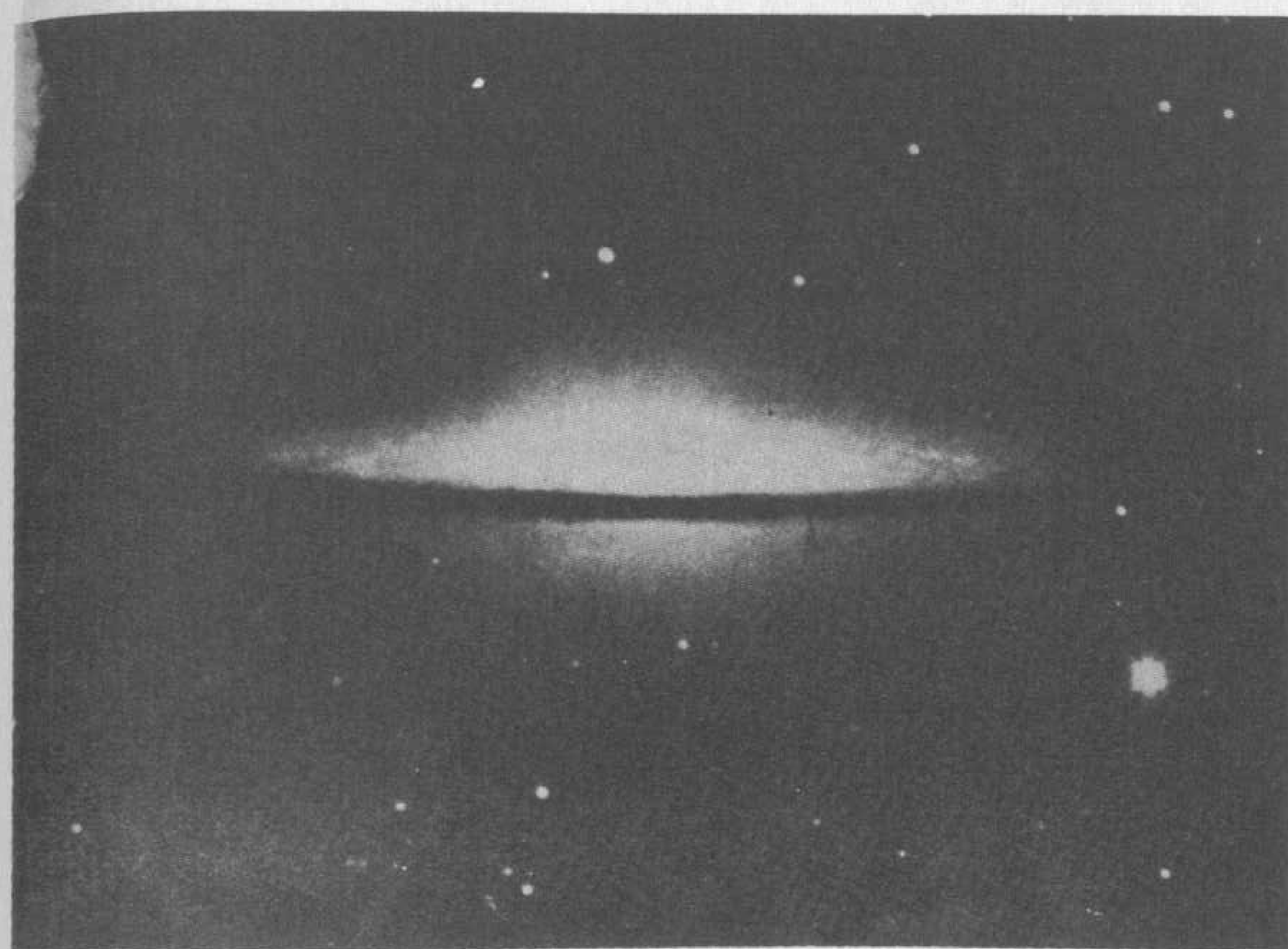
Una de las líneas de absorción del espectro de ζ Oph aparece en la longitud de onda de 3.875 unidades Angstrom (38,75) millonésimos de centímetro), lo cual indica la presencia en la nube interestelar de una molécula determinada, el cianógeno (CN), que está formada por un átomo de carbono y otro de nitrógeno. (Hablando en términos estrictos, a CN sería menester llamarlo un «radical», lo cual significa que en condiciones normales se combina rápidamente con otros átomos para formar moléculas más estables, como el veneno llamado ácido cianhídrico [HCN]. En el espacio interestelar el CN es totalmente estable.) En 1941, W. S. Adams y A. McKeller hallaron que esta línea de absorción en realidad está escindida, pues está formada



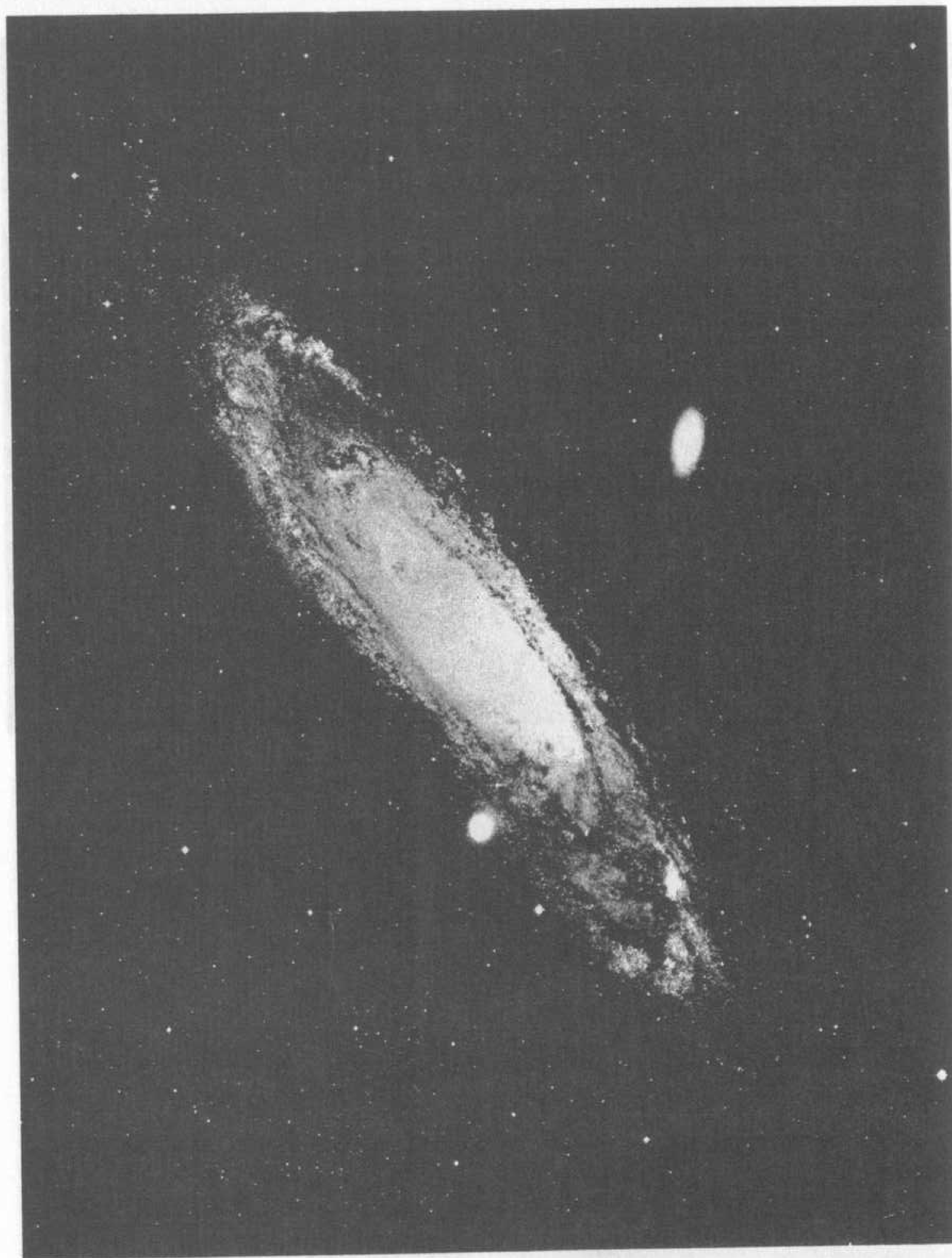
Movimiento propio de la estrella de Barnard. Se muestra la posición de la estrella de Barnard (indicada por la flecha blanca) en dos fotografías sacadas a 22 años una de otra. El cambio en la posición de la estrella con respecto a las estrellas más brillantes del fondo es fácilmente visible. En esos 22 años la dirección a la estrella de Barnard cambió en 3,7 minutos de arco; por ende, el «movimiento propio» es de 0,17 minutos de arco por año. (Fotografía del Observatorio Yerkes.)



La Vía Láctea en Sagitario. Esta foto muestra a la Vía Láctea en la dirección del centro de nuestra galaxia, en la constelación de Sagitario. Es evidente la forma aplanada de la Galaxia. Las regiones oscuras que atraviesan el plano de la Vía Láctea son nubes de polvo que absorben la luz de las estrellas que están detrás de ellas. (Fotografía de los Observatorios Hale.)



La galaxia espiral M104. Se trata de un gigantesco sistema de unos cien mil millones de estrellas, muy similar a nuestra galaxia, pero situado a unos 60 millones de años-luz de nosotros. Desde nuestro punto de mira, M104 aparece casi de canto, y muestra claramente la presencia de un halo esférico brillante y un disco plano. El disco está atravesado por bandas oscuras de polvo, muy similares a las regiones polvorientas de nuestra galaxia que se ven en la fotografía precedente. Esta foto fue tomada con el reflector de 1,50 metros de Monte Wilson, California. (Fotografía del Observatorio Yerkes.)

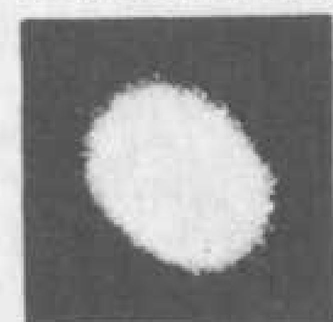
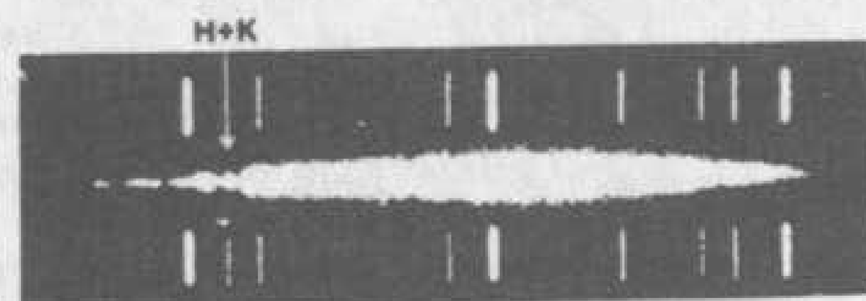


La gran galaxia M31 de Andrómeda. Esta es la gran galaxia más cercana a la nuestra. Las dos manchas brillantes, en la parte superior derecha y por debajo del centro, son galaxias más pequeñas, NGC 205 y 221, mantenidas en órbita por el campo gravitacional de M31. Otras manchas brillantes de la foto son objetos más cercanos, estrellas de nuestra galaxia que están entre la Tierra y M31. Esta foto fue sacada con el telescopio de 1,20 metros de Monte Palomar. (Fotografía de los Observatorios Hale.)

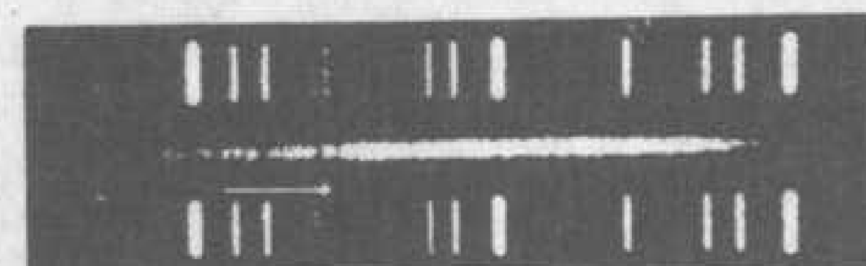


Detalle de la galaxia de Andrómeda. Se ve aquí una parte de la galaxia de Andrómeda M31, la correspondiente a la región inferior derecha de la fotografía precedente («la región sur anterior»). Tomada con el telescopio de 2,5 metros de Monte Wilson, esta fotografía tiene suficiente poder de resolución para revelar estrellas separadas en los brazos espirales de M31. Fue el estudio de estas estrellas por Hubble, en 1923, lo que demostró de manera concluyente que M31 es una galaxia más o menos similar a la nuestra, y no una parte periférica de nuestra galaxia. (Fotografía de los Observatorios Hale.)

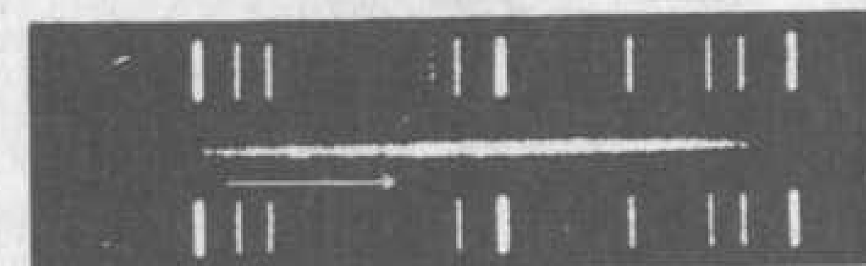
NEBULOSA DE CUMULO EN — DISTANCIA EN AÑOS-LUZ — CORRIMIENTOS AL ROJO

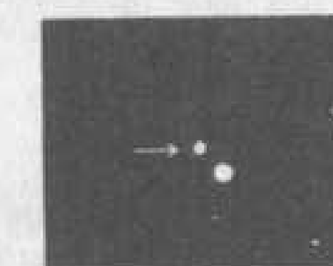
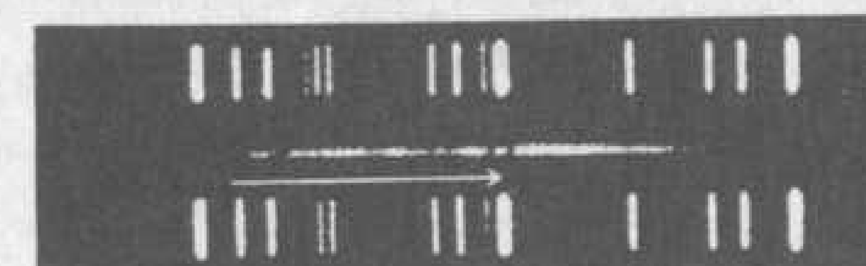
VIRGO — 78.000.000 — 1.200 km/s

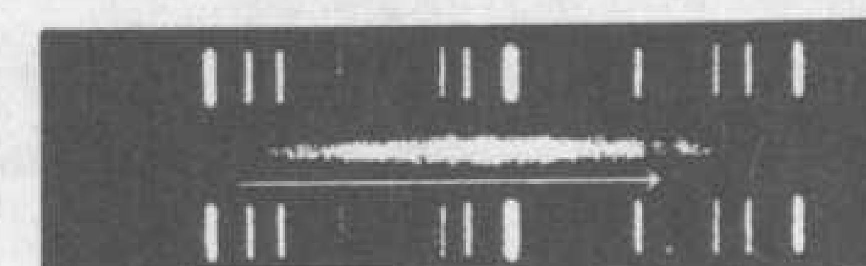
OSA MAYOR — 1.000.000.000 — 15.000 km/s

CORONA BOREAL — 1.400.000.000 — 22.000 km/s

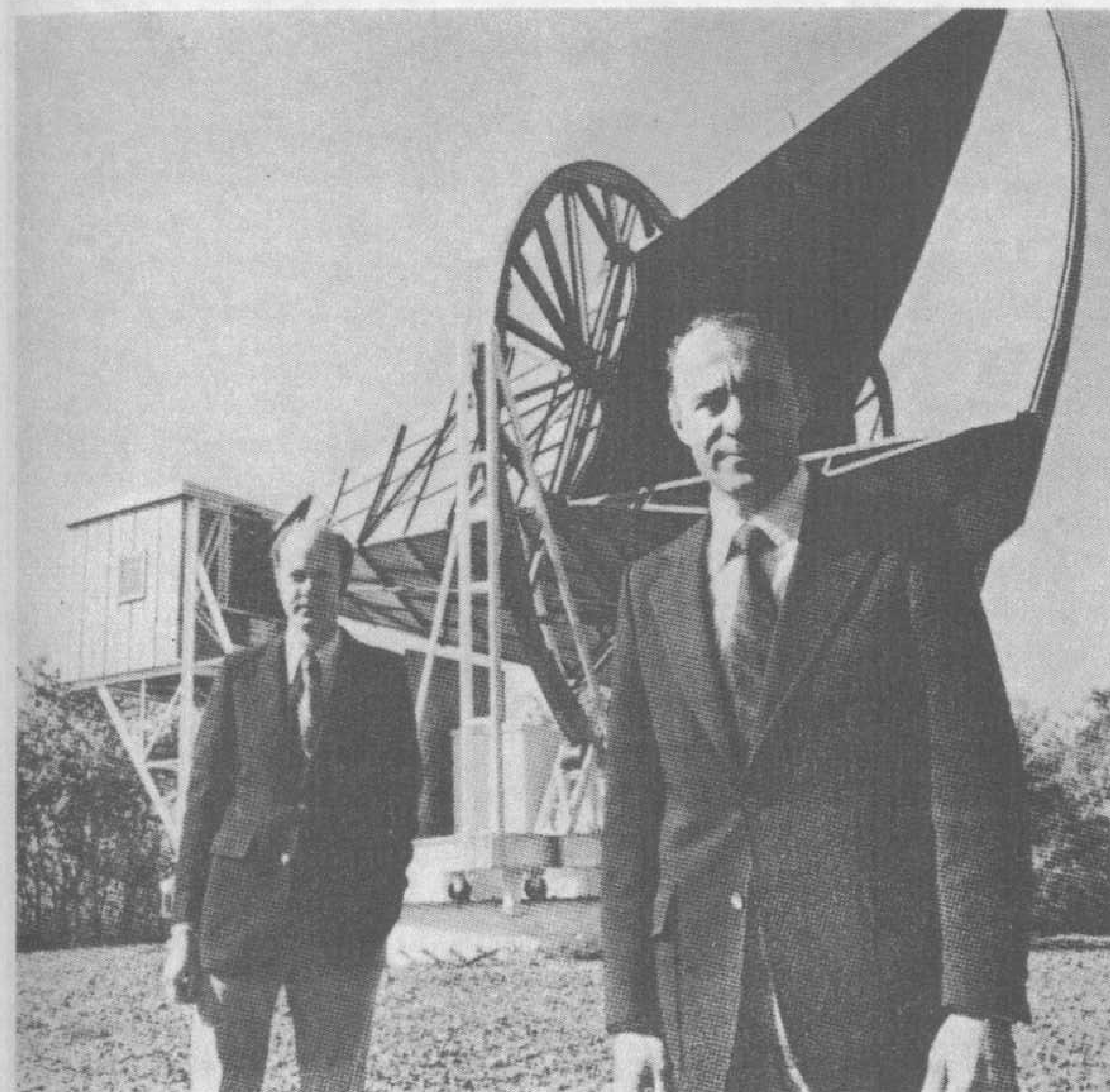



EL BOYERO — 2.500.000.000 — 39.000 km/s

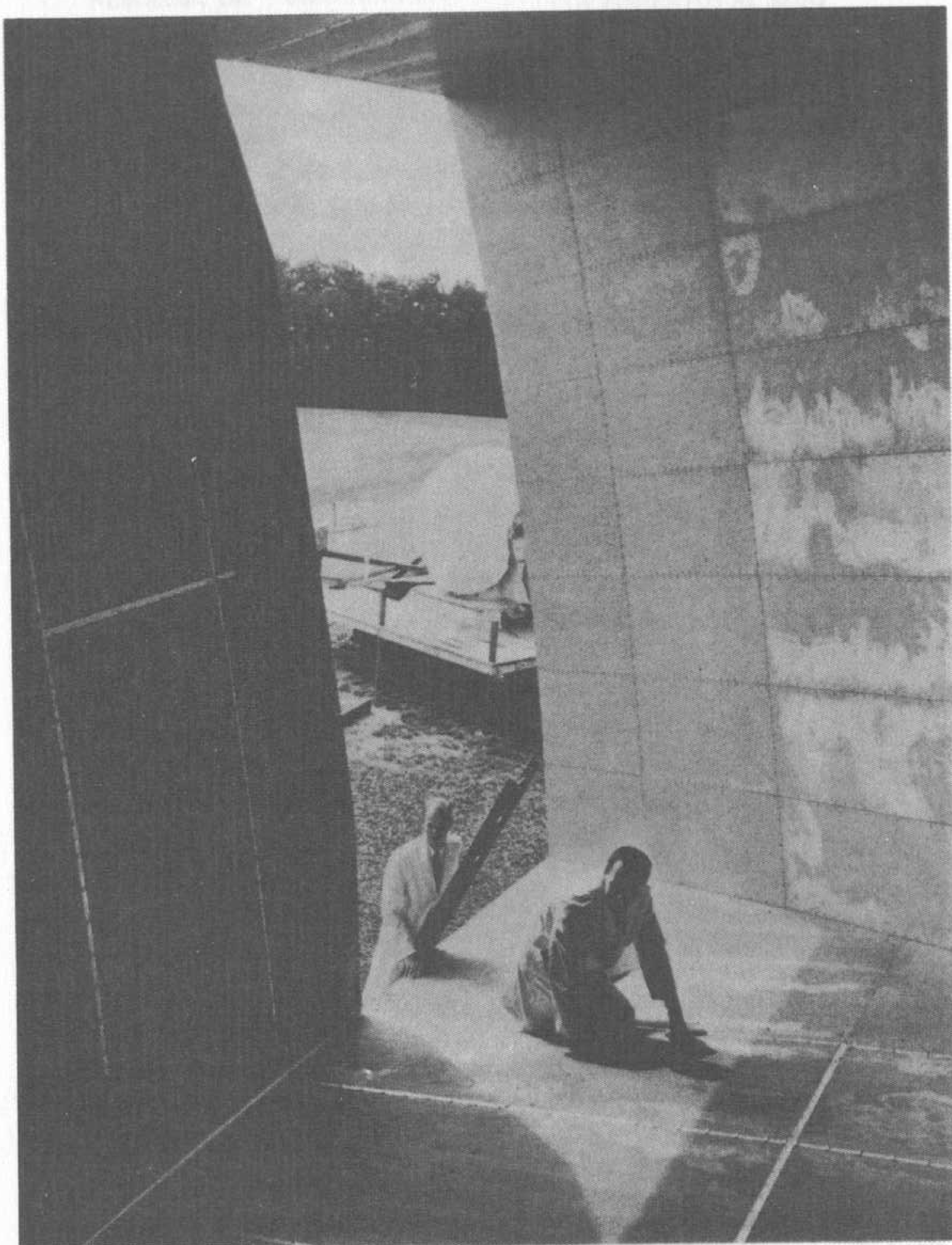



LA HIDRA — 3.960.000.000 — 61.000 km/s

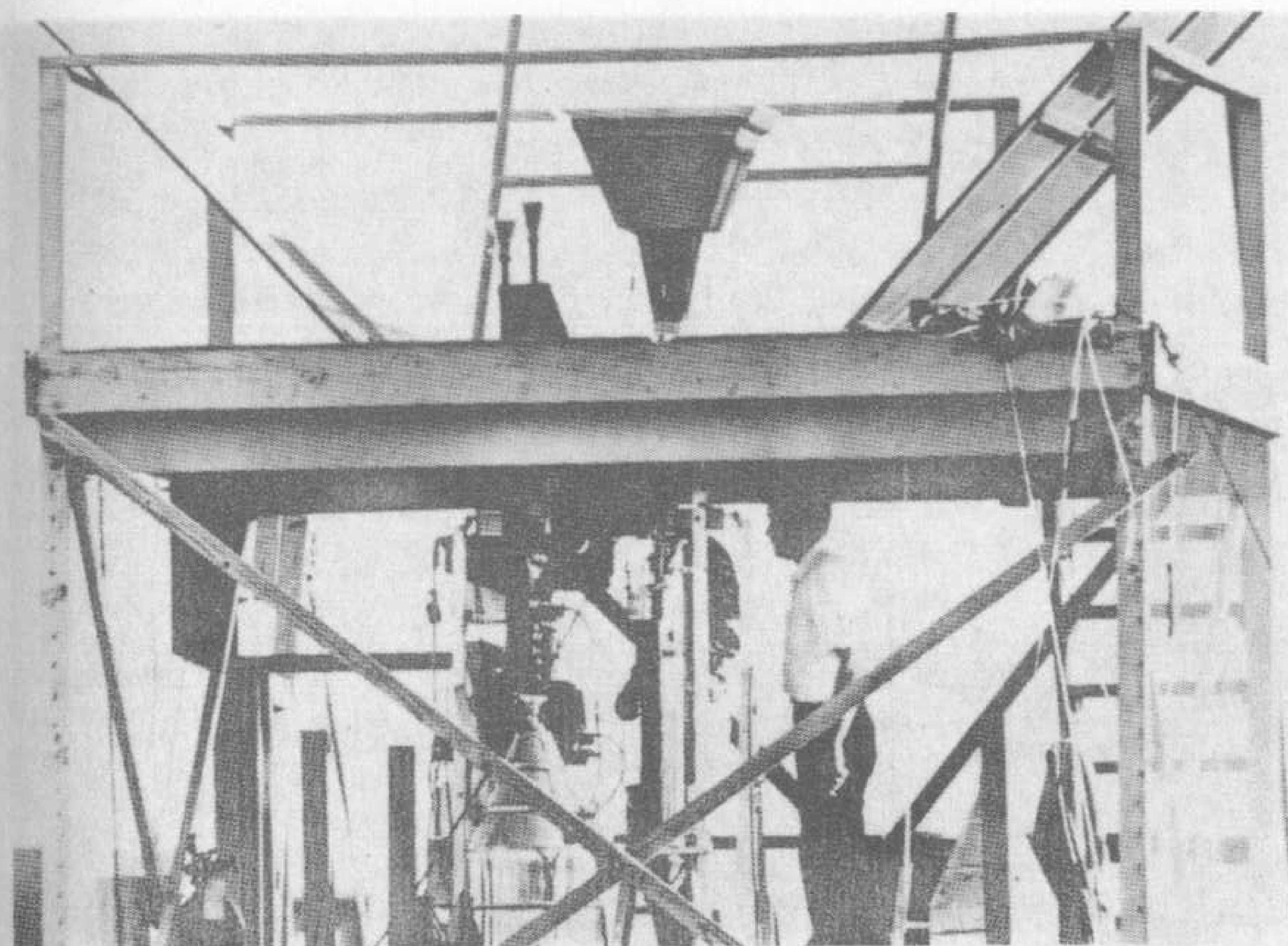
Relación entre el corrimiento hacia el rojo y la distancia. Se muestran aquí galaxias brillantes de cinco cúmulos de galaxias, junto con sus espectros. Los espectros de las galaxias son las largas manchas blancas horizontales, a travesadas por unas pocas líneas cortas, oscuras y verticales. Cada posición a lo largo de estos espectros corresponde a la luz proveniente de una galaxia con una longitud de onda definida; las líneas oscuras verticales se deben a la absorción de la luz por las atmósferas de las estrellas de esas galaxias. (Las líneas verticales brillantes por encima y por debajo del espectro de cada galaxia son solamente espectros típicos de comparación, que se superponen al espectro de la galaxia para contribuir a la determinación de las longitudes de onda.) Las flechas que hay debajo de cada espectro indican el corrimiento de dos líneas de absorción específicas (las líneas H y K del calcio) desde su posición normal, hacia el extremo derecho (el rojo) del espectro. Si se lo interpreta como un efecto Doppler, el corrimiento al rojo de estas líneas de absorción indica una velocidad que va desde 1.200 kilómetros por segundo para la galaxia del cúmulo de Virgo hasta 61.000 kilómetros por segundo para el cúmulo de la Hidra. Con un corrimiento al rojo proporcional a la distancia, esto indica que esas galaxias se hallan a distancias cada vez mayores. (Las distancias aquí dadas han sido calculadas para una constante de Hubble de 13,5 kilómetros por segundo por millón de años-luz.) Confirma esta interpretación el hecho de que las galaxias parecen cada vez más pequeñas y tenues a medida que aumenta el corrimiento al rojo. (Fotografía de los Observatorios Hale.)



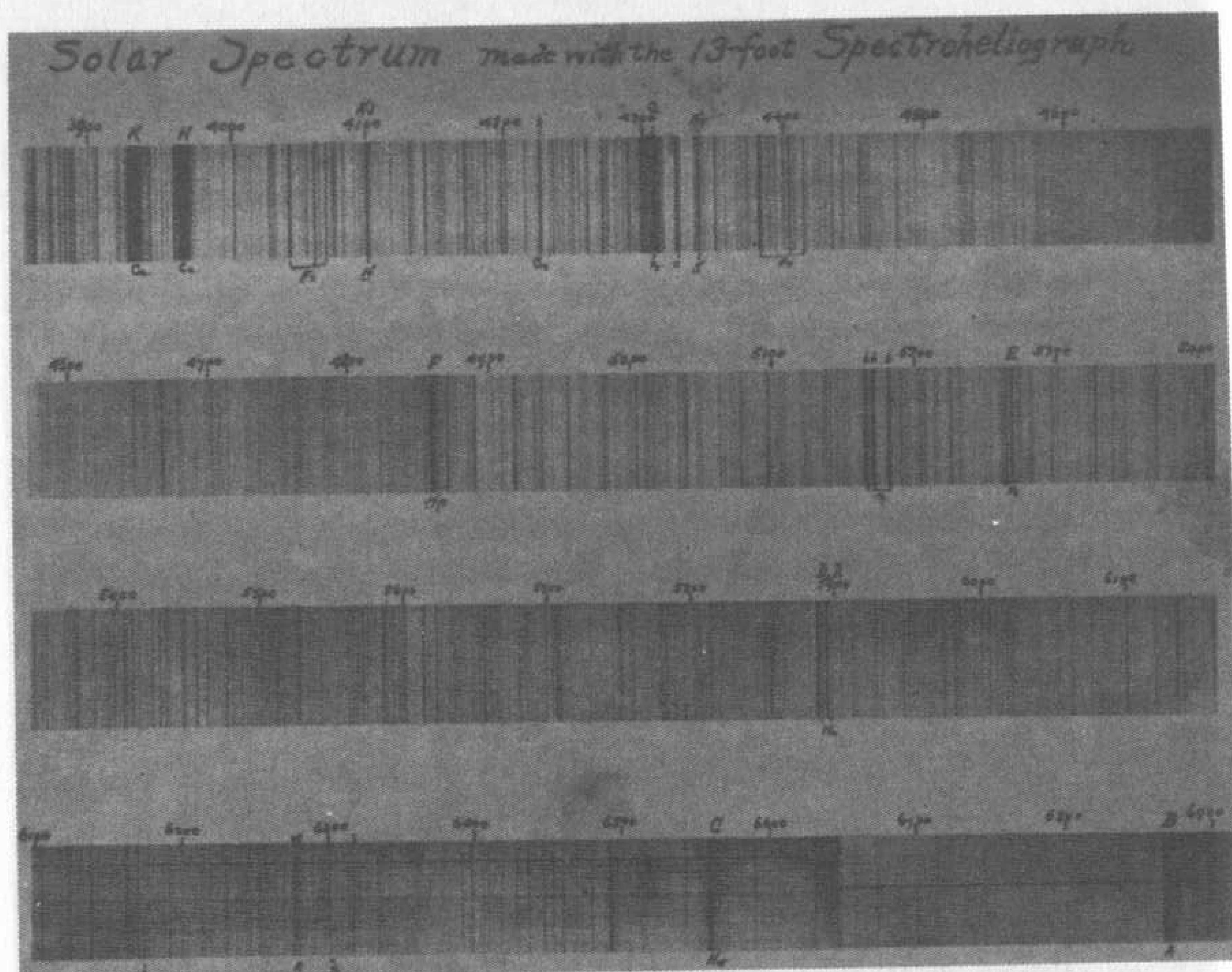
El radiotelescopio de Holmdel. Arno Penzias (derecha) y Robert W. Wilson (izquierda) aparecen aquí con la antena de cuerno de 20 pies usada por ellos en 1964-1965 en el descubrimiento del fondo de radiación cósmica de microondas de 3º K. Este radiotelescopio se halla en Holmdel, New Jersey, sede de los laboratorios Bell Telephone. (Fotografía de los laboratorios Bell Telephone.)



Interior del radiotelescopio de Holmdel. Aquí aparece Penzias revisando las junturas de la antena de 20 pies en forma de cuerno, bajo la mirada de Wilson. Esto fue parte del esfuerzo dirigido a eliminar toda fuente posible de ruido eléctrico proveniente de la estructura de la antena que pudiera causar el estático de microondas de 3° K observado en 1964-1965. Todos esos esfuerzos sólo consiguieron reducir muy poco la intensidad del ruido de microondas observado, lo cual hizo ineludible la conclusión de que esa radiación de microondas es realmente de origen astronómico. (Fotografía de los laboratorios Bell Telephone.)



La radioantena de Princeton. Esta es una fotografía del experimento original realizado en Princeton para buscar pruebas de un fondo de radiación cósmica. La pequeña antena en forma de cuerpo está montada hacia arriba en la plataforma de madera. Wilkinson aparece debajo de la antena, un poco a la derecha; Roll, casi oculto por el aparato, está directamente por debajo de la antena. El pequeño cilindro de tapa cónica forma parte del equipo criogénico usado para mantener una fuente de helio líquido cuya radiación pudiera ser comparada con la del cielo. Este experimento confirmó la existencia de un fondo de radiación de 3° K a una longitud de onda más corta que la usada por Penzias y Wilson. (Fotografía de la Universidad de Princeton.)



El espectro del Sol. Esta fotografía muestra luz proveniente del Sol, dispersada en sus diversas longitudes de onda por un espectrógrafo de 13 pies de foco. En promedio, la intensidad a diferentes longitudes de onda es aproximadamente igual a la que emitiría un cuerpo totalmente opaco (o «negro») a una temperatura de 5.800° K. Sin embargo, las líneas de «Fraunhofer» oscuras y verticales indican que la luz de la superficie del Sol es absorbida por una región exterior relativamente fría y parcialmente transparente, llamada la capa inversora. Cada línea oscura es causada por la absorción selectiva de luz a una longitud de onda determinada; cuanto más oscura es la línea, tanto más intensa es la absorción. Las longitudes de onda se indican arriba del espectro en unidades Angstrom (10^{-8} cm). Muchas de estas líneas son identificadas como originadas en la absorción de la luz por elementos específicos, como el calcio (Ca), el hierro (Fe), el hidrógeno (H), el magnesio (Mg) y el socio (Na). Es en parte mediante el estudio de tales líneas de absorción como podemos estimar las cantidades cósmicas de los diversos elementos químicos. Se observa que las líneas de absorción correspondientes en los espectros de galaxias distantes están corridas, desde sus posiciones normales, hacia las longitudes de onda más largas; de este corrimiento al rojo inferimos la expansión del Universo. (Fotografía de los Observatorios Hale.)

por tres componentes cuyas longitudes de onda son 3.874,608, 3.875,763 y 3.873,998 Angstroms. La primera de estas rayas de absorción corresponde a una transición en la que la molécula de cianógeno es llevada de su estado de menor energía (el «estado fundamental») a un estado *vibratorio*, y cabe esperar que se produzca aunque el cianógeno se halle a temperatura cero. Pero las otras dos líneas sólo pueden producirse por transiciones en las que la molécula sea llevada de un estado *rotatorio* apenas por encima del estado fundamental a otros diversos estados vibratorios. Luego una buena parte de las moléculas de cianógeno de la nube interestelar debe hallarse en este estado rotatorio. Utilizando la conocida diferencia de energía entre el estado fundamental y el estado rotatorio, así como las intensidades relativas observadas de las diversas líneas de absorción, McKellar pudo calcular que el cianógeno se encontraba expuesto al algún tipo de perturbación con una temperatura efectiva de unos 2,3° K, que elevaba a la molécula de cianógeno al estado de rotación.

Por entonces no parecía haber ninguna razón para asociar esta misteriosa perturbación con el origen del Universo, y no recibió mucha atención. Pero después del descubrimiento de un fondo de radiación cósmica a 3° K en 1965, se comprendió (por George Filed, I. S. Shklovsky y N. J. Woolf) que ésa era precisamente la perturbación que en 1941 se había observado que producía la rotación de las moléculas de cianógeno en las nubes de Ophiuchus. La longitud de onda de los fotones de cuerpo negro que se necesitarían para producir esa rotación es de 0,263 centímetros, o sea, más corta que cualquier longitud de onda accesible a la radioastronomía de base terrestre, pero no suficientemente corta como para comprobar la rápida caída de las longitudes de onda inferiores a 0,1 centímetros esperadas para una distribución de Planck a 3° K.

Desde entonces se han buscado otras líneas de absorción causadas por la excitación de moléculas de cianógeno en otros estados de rotación o de otras moléculas en diversos estados de rotación. La observación en 1974 de una absorción por el segundo estado de rotación del cianógeno interestelar ha permitido efectuar un cálculo de la intensidad de radiación a la longitud de onda de 0,0132 centímetros, también correspondiente a una temperatura de unos 3° K. Sin embargo, tal observación hasta ahora sólo ha fijado límites superiores a la densidad de energía de radiación a longitudes de onda más cortas que 0,1 centí-

metros. Estos resultados son estimulantes, pues indican que la densidad de energía de radiación comienza a disminuir rápidamente para alguna longitud de onda situada alrededor de los 0,1 centímetros, como era de esperar si se trata de radiación de cuerpo negro. Pero estos límites superiores no nos permiten verificar que se trata realmente de una radiación de cuerpo negro ni determinar una temperatura de radiación precisa.

Sólo ha sido posible abordar este problema elevando un receptor de rayos infrarrojos por encima de la atmósfera de la Tierra, mediante un globo o un cohete. Estos experimentos son extraordinariamente difíciles y al principio dieron resultados inconsistentes, que alternativamente dieron su apoyo a los adeptos de la cosmología corriente o a sus oponentes. Un grupo de Cornell que efectuaba investigaciones con cohetes halló mucha más radiación de longitudes de onda cortas de la que cabría esperar de una distribución de Planck para radiación de cuerpo negro, mientras que un grupo del MIT que trabajaba con globos observó resultados aproximadamente compatibles con los esperados para la radiación de cuerpo negro. Ambos grupos continuaron su labor, y en 1972 ambos comunicaron resultados que indicaban una distribución de cuerpo negro con una temperatura cercana a los 3° K. En 1976, un grupo de Berkeley que trabajaba con globos confirmó que la densidad de energía de radiación sigue disminuyendo para las longitudes de onda cortas de la gama de 0,25 a 0,06 centímetros, de la manera que cabe esperar para una temperatura comprendida entre 0,1° K y 3° K. Ahora ya parece establecido que el fondo de radiación cósmica realmente es radiación de cuerpo negro, con una temperatura cercana a 3° K.

Al llegar a este punto, el lector tal vez se pregunte por qué no se dirimió esta cuestión sencillamente montando un equipo de rayos infrarrojos en un satélite artificial de la Tierra, dedicando todo el tiempo necesario a hacer mediciones exactas bien por encima de la atmósfera de la Tierra. No estoy seguro de por qué no ha sido posible hacer esto. La razón que se da habitualmente es que, para medir temperaturas de radiación tan bajas como los 3° K, es necesario enfriar el aparato con helio líquido (una «carga fría»), y no existe una tecnología para transportar este tipo de equipo criogénico a bordo de un satélite terrestre. Sin embargo, uno no puede por menos de pensar que estas investigaciones verdaderamente cósmicas merecen una parte mayor del presupuesto espacial.

La importancia de realizar observaciones por encima de la atmósfera de la Tierra parece aún mayor cuando consideramos la distribución del fondo de radiación cósmica en función de la dirección tanto como de la longitud de onda. Todas las observaciones hechas hasta ahora son compatibles con un fondo de radiación que sea perfectamente isótropo, esto es, independiente de la dirección. Como señalamos en el capítulo anterior, éste es uno de los más poderosos argumentos a favor del principio cosmológico. Sin embargo, es muy difícil distinguir una posible dependencia direccional que sea intrínseca al fondo de radiación cósmica de otra que se deba meramente a efectos provocados por la atmósfera de la Tierra; de hecho, en las mediciones de la temperatura del fondo de radiación, se distingue a éste de la radiación de nuestra atmósfera *suponiendo* que es isótropa.

Lo que hace de la dependencia con respecto a la dirección del fondo de radiación de microondas un tema de estudio tan fascinante es que no se espera que la intensidad de esta radiación sea perfectamente isótropa. La intensidad puede que varíe con pequeños cambios de la dirección debido a las condensaciones del Universo producidas en la época en que se emitió la radiación o después. Por ejemplo, las galaxias en las primeras etapas de formación podrían presentarse como manchas calientes en el cielo, con una temperatura de cuerpo negro ligeramente superior a la media y una extensión de quizá más de medio minuto de arco. Además, casi con certeza hay una leve variación continua de la intensidad de radiación en todo el cielo causada por el movimiento de la Tierra a través del Universo. La Tierra gira alrededor del Sol a una velocidad de 30 kilómetros por segundo, y el sistema solar es arrastrado por la rotación de nuestra galaxia a una velocidad de 250 kilómetros por segundo. Nadie sabe con precisión qué velocidad tiene nuestra galaxia con respecto a la distribución cósmica de galaxias típicas, pero presumiblemente se mueve a unos cientos de kiómetros por segundo en alguna dirección determinada. Por ejemplo, si suponemos que la Tierra se mueve a una velocidad de 300 kilómetros por segundo con respecto a la materia del Universo, y por ende con respecto al fondo de radiación, entonces la longitud de onda de la radiación que llega de adelante o de atrás del movimiento de la Tierra debe disminuir o aumentar, respectivamente, en la razón de 300 kilómetros por segundo a la velocidad de la luz, o sea, un 0,1 por ciento. Así, la temperatura de radiación equivalente debe variar lige-

ramente según la dirección, siendo un 0,1 por ciento mayor que la media en la dirección hacia la que se dirige la Tierra y un 0,1 por ciento menor que la media en la dirección de la cual venimos. En los últimos años, el mejor límite superior hallado para la dependencia direccional de la temperatura de radiación equivalente ha sido alrededor de 0,1 por ciento, de modo que nos hallamos en la atractiva situación de estar a punto de poder medir la velocidad de la Tierra a través del Universo, aunque todavía no lo hemos logrado. No podrá resolverse esta cuestión hasta que sea posible realizar mediciones desde satélites que estén en órbita terrestre. (Mientras se hacían las correcciones finales de este libro, escribí un ejemplar del *Cosmic Background Explorer Satellite Newsletter* #1 de John Mather, de la NASA. Anuncia la designación de un equipo de seis científicos, bajo la dirección de Rainier Weis del MIT, para estudiar la posible medición del fondo de radiación infrarroja y de microondas del espacio. *Bon voyage.*)

Hemos observado que el fondo de radiación cósmica de microondas ofrece vigorosos indicios de que la radiación y la materia del Universo estuvieron alguna vez en un estado de equilibrio térmico. Sin embargo, aún no hemos extraído mucho conocimiento cosmológico del particular valor numérico observado de la temperatura de radiación equivalente, 3° K. En verdad, esta temperatura de radiación nos permite determinar el número decisivo que necesitaremos para seguir la historia de los tres primeros minutos.

Como hemos visto, a cualquier temperatura dada, el número de fotones por unidad de volumen es inversamente proporcional al cubo de una longitud de onda típica, y por ende directamente proporcional al cubo de la temperatura. Para una temperatura de exactamente 1° K habría 20.282,9 fotones por litro, de modo que el fondo de radiación de 3° K contiene unos 550.000 fotones por litro. Sin embargo, la densidad de las partículas nucleares (neutrones y protones) en el Universo actual está entre 6 y 0,03 partículas por mil litros. (El límite superior es el doble de la densidad crítica examinada en el capítulo 2; el límite inferior es una estimación baja de la densidad realmente observada en las galaxias visibles.) Así, según el valor real de la densidad de partículas hay entre 100 millones y 20.000 millones de fotones por cada partícula nuclear en el Universo actual.

Además, esta enorme proporción de fotones con respecto a las partículas nucleares ha permanecido aproximadamente constante durante largo tiempo. Durante el período en que la radiación estuvo expandiéndose libremente (desde que la temperatura cayó por debajo de los 3.000° K) los fotones del fondo y las partículas nucleares no han sido creados ni destruidos, de modo que su proporción, naturalmente, ha permanecido constante. Veremos en el próximo capítulo que esta proporción fue aproximadamente constante aun antes, cuando se creaban y destruían fotones.

Esta es la más importante conclusión cuantitativa que es necesario extraer de las mediciones del fondo de radiación de microondas: hasta donde penetra nuestra visión en la historia temprana del Universo, ha habido entre 100 millones y 20.000 millones de fotones por neutrón o protón. Para no ser innecesariamente ambiguos, redondearé este número en lo que sigue y supondré, para los fines de la ejemplificación, que hay ahora y ha habido siempre exactamente 1.000 millones de fotones por partícula nuclear en el contenido medio del Universo.

Una consecuencia muy importante de esta conclusión es que la diferenciación de la materia en galaxias y estrellas no pudo haber comenzado antes de que la temperatura cósmica fuese suficientemente baja para que los electrones fueran capturados en átomos. Para que la gravitación produzca el agrupamiento de la materia en fragmentos aislados que había considerado Newton, es necesario que la gravitación supere la presión de la materia y la radiación asociadas. La fuerza gravitacional dentro de un apelmazamiento en formación aumenta con el tamaño del apelmazamiento, mientras que la presión no depende del tamaño; por ende, a una densidad y presión dadas, hay una masa mínima que es susceptible de apelmazamiento gravitacional. Se la llama «masa de Jeans», porque fue introducida por primera vez en las teorías sobre la formación de estrellas por Sir James Jeans, en 1902. Resulta que la masa de Jeans es proporcional a la potencia de tres medios de la presión (véase la nota matemática 5, p. 163-165). Poco antes de que los electrones empezasen a ser capturados en átomos, a una temperatura de unos 3.000° K, la presión de radiación era enorme, y la masa de Jeans, por consiguiente, era grande, aproximadamente un millón de veces mayor que la masa de una gran galaxia. Ni las galaxias ni siquiera los cúmulos de galaxias son suficientemente grandes para haberse formado en ese tiempo. Sin embargo, un poco más tarde los electrones se unieron a los núcleos

para formar átomos; con la desaparición de los electrones libres, el Universo se hizo transparente a la radiación, y la presión de radiación perdió su efectividad. A una temperatura y una densidad dadas, la presión de la materia o la radiación es sencillamente proporcional al número de partículas o de fotones, respectivamente, de modo que, cuando la presión de radiación disminuyó de intensidad, la presión efectiva total cayó en un factor de aproximadamente 1.000 millones. La masa de Jeans descendió en una potencia de tres medios de este factor, a un millonésimo más o menos de la masa de una galaxia. Desde entonces, la presión de la materia por sí sería demasiado débil para resistir el agrupamiento de la materia en las galaxias que vemos en el cielo.

Esto no significa que realmente comprendamos cómo se formaron las galaxias. La teoría de la formación de galaxias es uno de los grandes problemas de la astrofísica, problema que hoy parece lejos de tener solución. Pero ésa es otra historia. Para nosotros, el punto importante es que en el Universo primitivo, a temperaturas superiores a los 3.000° K, el Universo no estaba formado por las galaxias y estrellas que vemos hoy en el cielo, sino sólo por una sopa ionizada e indeferenciada de materia y radiación.

Otra consecuencia notable de la enorme proporción de fotones con respecto a las partículas nucleares es que debe haber habido un tiempo, y relativamente no muy lejano en el pasado, en que la energía de radiación era mayor que la energía contenida en la materia del Universo. La energía que hay en la masa de una partícula nuclear está dada por la fórmula de Einstein: $E = mc^2$, o sea, unos 939 millones de electronvoltios. La energía media de un fotón en la radiación de cuerpo negro de 3° K es mucho menor, alrededor de 0,0007 electronvoltios, de modo que aun con 1.000 millones de fotones por neutrón o protón la mayor parte de la energía del Universo actual adopta la forma de materia, no de radiación. Pero en tiempos anteriores la temperatura era mayor, por lo que la energía de cada fotón era también mayor, mientras que la energía contenida en la masa de un neutrón o un protón fue siempre la misma. Con 1.000 millones de fotones por partícula nuclear, para que la energía de la radiación exceda a la energía de la materia sólo es necesario que la energía media de un fotón de cuerpo negro sea mayor que un mil-millonésimo de la energía de la masa de una partícula nuclear, es decir, aproximadamente 1 electronvoltio. Así ocurría cuando la temperatura era unas 1.300 veces más elevada que en la actualidad, o sea, de unos 4.000° K. Esta temperatura marca la transición entre una era «dominada por la radiación», en la cual la mayor parte de la energía del Universo adoptaba la forma de radiación, y la era actual «dominada por la materia», en la que la mayor parte de la energía está en la masa de las partículas nucleares.

Es sorprendente que la transición de un universo dominado por la radiación a un universo dominado por la materia ocurriese precisamente por la misma época en que el contenido del Universo se hizo transparente a la radiación, a unos 3.000° K. Nadie sabe realmente por qué esto fue así, aunque se han hecho algunas sugerencias interesantes. Tampoco sabemos realmente cuál transición ocurrió primero: si hubiera ahora 10.000 millones de fotones por partícula nuclear, entonces la radiación habría continuado predominando sobre la materia hasta que la temperatura cayera a 400° K, mucho después de que el contenido del Universo se hiciera transparente.

Estas incertidumbres no afectan a nuestra historia del Universo primitivo. El punto importante para nosotros es que en algún momento muy anterior a aquel en el cual el contenido del Universo se hizo transparente, podía considerarse al Universo como compuesto principalmente de radiación, con sólo una pequeña contaminación de materia. La enorme densidad de energía del Universo primitivo se perdió por el corrimiento de las longitudes de onda de los fotones hacia el rojo a medida que el Universo se expandió, permitiendo que la contaminación de partículas nucleares y electrones creciera hasta formar las estrellas, las rocas y los seres vivos del Universo actual.

IV

RECETA PARA UN UNIVERSO CALIENTE

Las observaciones examinadas en los dos últimos capítulos han revelado que el Universo se está expandiendo y que está lleno de un fondo universal de radiación, ahora a una temperatura de unos 3° K. Esta radiación parece ser un residuo que ha quedado de un tiempo en que el Universo era efectivamente opaco, mil veces más pequeño y más caliente que en la actualidad. (Como siempre, cuando decimos que el Universo era mil veces más pequeño, queremos decir sencillamente que la distancia entre todo par de partículas típicas era mil veces menor que ahora.) Como preparación final para nuestra descripción de los tres primeros minutos, debemos remontarnos a épocas aún anteriores, cuando el Universo era aún más pequeño y más caliente, usando los ojos de la teoría en vez de los telescopios ópticos o radiotelescopios para examinar las condiciones físicas que imperaban.

Al final del capítulo 3 señalamos que, cuando el Universo era mil veces menor que en la actualidad y su contenido material estaba a punto de hacerse transparente a la radiación, también estaba pasando de una era dominada por la radiación a la actual era dominada por la materia. Durante la era dominada por la radiación, no sólo había el mismo enorme número de fotones por partícula nuclear que ahora, sino que también la energía de los fotones individuales era bastante alta, de modo que la mayor parte de la energía del Universo tenía forma de radiación, no de masa (recuérdese que los fotones son las partículas sin masa, o «cuantos», de las que está compuesta la luz, de acuerdo con la teoría cuántica). Por consiguiente, considerar al

Universo durante aquella época como si estuviera lleno solamente de radiación, esencialmente sin materia, es una buena aproximación.

Debe hacerse una aclaración importante a esta conclusión. Veremos en este capítulo que la época de la radiación pura no comenzó realmente sino al final de los tres primeros minutos, cuando la temperatura descendió por debajo de unos pocos millones de grados Kelvin. En tiempos anteriores la materia *era* importante, pero era materia de un tipo muy diferente de aquella de la que está compuesto el Universo actual. Mas antes de remontarnos tan lejos consideremos brevemente la verdadera época de la radiación, desde el final de los tres primeros minutos hasta el momento, unos pocos cientos de miles de años más tarde, en que la materia se hizo nuevamente más importante que la radiación.

Para seguir la historia del Universo durante esa era, todo lo que necesitamos saber es cuán caliente estaba todo en cualquier momento dado. O, para decirlo de otro modo, ¿cómo se relaciona la temperatura con el tamaño del Universo, a medida que éste se expande?

Sería fácil responder a esta pregunta si pudiera considerarse que la radiación se expandía libremente. La longitud de onda de cada fotón sencillamente se habría estirado (por el corrimiento hacia el rojo) en proporción al tamaño del Universo, a medida que éste se expandiese. Además, hemos visto en el capítulo anterior que la longitud de onda media de la radiación de cuerpo negro es inversamente proporcional a la temperatura. Así, la temperatura habría disminuido en proporción inversa al tamaño del Universo, como ocurre ahora.

Afortunadamente para el cosmólogo teórico, la misma relación sencilla es válida aun cuando tomemos en cuenta el hecho de que la radiación en realidad no se expandía libremente: las rápidas colisiones de los fotones con los relativamente escasos electrones y partículas nucleares hacían opaco el contenido del Universo durante la era dominada por la radiación. Mientras un fotón volaba libremente entre dos colisiones, su longitud de onda aumentaba en proporción al tamaño del Universo, y había tantos fotones por partículas que las colisiones sencillamente forzaban a la temperatura de la materia a adecuarse a la temperatura de la radiación, y no a la inversa. Así, por ejemplo, cuando el Universo era diez mil veces menor que ahora, la temperatura habría sido proporcionalmente mayor que ahora, o sea, de unos 30.000° K. Eso en cuanto a la verdadera era de la radiación.

A medida que nos remontamos cada vez más en la historia del Universo, llegamos a un tiempo en que la temperatura era tan elevada que las colisiones entre fotones podían producir partículas materiales a partir de la energía pura. Vamos a ver que las partículas producidas de este modo, a partir de la energía radiante pura, fueron tan importantes como la radiación en los tres primeros minutos, tanto en la determinación de los ritmos de diversas reacciones nucleares como del ritmo de expansión del Universo. Por lo tanto, para seguir el curso de los sucesos en tiempos realmente primitivos, necesitamos saber cuán caliente debía estar el Universo para producir gran cantidad de partículas materiales a partir de la energía de radiación y cuántas partículas se crearon de este modo.

El proceso por el cual se produce materia a partir de la radiación puede comprenderse mejor en términos de la concepción cuántica de la luz. Dos cuantos de radiación, o fotones, pueden chocar y desaparecer, mientras toda su energía y momento van a la producción de dos o más partículas materiales. (Este proceso es realmente observado de manera indirecta en los actuales laboratorios de física nuclear de altas energías.) Pero la teoría especial de la relatividad de Einstein nos dice que una partícula material, aunque esté en reposo, tiene una cierta «energía en reposo» dada por la famosa fórmula $E = mc^2$. (Aquí c es la velocidad de la luz. Esta es la fuente de la energía liberada en las reacciones nucleares, en las cuales se aniquila una fracción de la masa de los núcleos atómicos.) Luego, para que dos fotones produzcan dos partículas materiales de masa m en un choque frontal, la energía de cada fotón debe ser al menos igual a la energía en reposo, mc^2, de cada partícula. La reacción también ocurrirá si la energía de los fotones individuales es mayor que mc^2; el excedente de energía sencillamente imprime a las partículas materiales mayor velocidad. Pero no es posible producir partículas de masa m en la colisión de dos fotones si la energía de éstos es inferior a mc^2, porque entonces no hay suficiente energía para producir ni siquiera la masa de estas partículas.

Evidentemente, para juzgar la efectividad de la radiación en la producción de partículas materiales, tenemos que conocer la energía característica de los fotones individuales en el campo de radiación. Se la puede estimar bastante bien para nuestros fines usando una sencilla regla práctica: para hallar la energía característica del fotón, senci-

llamente hay que multiplicar la temperatura de la radiación por una constante de Boltzmann. (Ludwig Boltzmann fue, junto con el norteamericano Willard Gibbs, el creador de la moderna mecánica estadística. Se dice que su suicidio, en 1906, se debió, al menos en parte, a la oposición filosófica que encontró su obra, pero todas estas controversias han quedado dirimidas hace largo tiempo.) El valor de la constante de Boltzmann es 0,00008617 electronvoltios por grado Kelvin. Por ejemplo, a la temperatura de 3.000° K, cuando el contenido del Universo se estaba haciendo transparente, la energía característica de cada fotón era aproximadamente igual a 3.000° K por la constante de Boltzmann, o sea, 0,26 electronvoltios. (Recuérdese que un electronvoltio es la energía que adquiere un electrón al desplazarse por una diferencia de potencial eléctrico de un voltio. Las energías de las reacciones son por lo general de un electronvoltio por átomo; por eso, la radiación, a temperaturas superiores a los 3.000° K, es suficientemente caliente como para impedir que una proproción importante de electrones sean incorporados a átomos.)

Vimos que para producir partículas materiales de masa m en colisiones entre fotonos, la energía característica de los fotones tiene que ser al menos igual a la energía mc^2 de las partículas en reposo. Puesto que la energía característica de los fotones es la temperatura por la constante de Boltzmann, se sigue de esto que la temperatura de la radiación tiene que ser al menos del orden de la energía en reposo, mc^2, dividida por la constante de Boltzmann. Esto es, para cada tipo de partícula material hay un «umbral de temperatura», dado por la energía en reposo mc^2 dividida por la constante de Boltzmann, que es menester alcanzar para que sea posible crear partículas de ese tipo a partir de la energía de radiación.

Por ejemplo, las más ligeras partículas materiales conocidas son el electrón e^- y el positrón e^+. El positrón es la «antipartícula» del electrón, es decir, tiene carga eléctrica opuesta (positiva en vez de negativa), pero la misma masa y spin. Cuando un positrón choca con un electrón, las cargas pueden anularse, y la energía de las masas de las dos partículas toma la forma de radiación pura. Esta es la razón, desde luego, de que los positrones sean tan raros en la vida ordinaria: no tienen mucha vida antes de hallar un electrón y aniquilarse. (Los positrones fueron descubiertos en los rayos cósmicos en 1932.) El proceso de aniquilamiento puede también producirse a la inversa:

dos fotones con suficiente energía pueden chocar y producir un par de partículas, un electrón y un positrón, donde las energías de los fotones se convierten en sus masas.

Para que dos fotones produzcan un electrón y un positrón en un choque frontal, la energía de cada fotón debe superar a la «energía en reposo» mc^2 de la masa de un electrón o un positrón. Esta energía es de 0,511003 de millón de electronvoltios. Para hallar el umbral de temperatura en el que los fotones tendrían una buena probabilidad de albergar tanta energía, dividimos la energía por la constante de Boltzmann (0,00008617 electronvoltios por grado Kelvin); hallamos un umbral de temperatura de seis mil millones de grados Kelvin (6×10^9 ° K). A cualquier temperatura superior, se habría producido la creación libre de electrones y positrones en las colisiones entre fotones, y por ende se hallarían presentes en gran número.

(Dicho sea de paso, el umbral de temperatura de 6×10^9 ° K que hemos deducido para la creación de electrones y positrones a partir de la radiación es muy superior a cualquier temperatura que podamos encontrar normalmente en el Universo actual. Aun el centro del Sol se halla solamente a una temperatura de unos 15 millones de grados. Por ello, no estamos acostumbrados a ver surgir electrones y positrones del espacio vacío, allí donde la luz es brillante.)

Observaciones similares se aplican a todo tipo de partícula. Una regla fundamental de la física moderna es la de que, para cada tipo de partícula de la naturaleza, hay una «antipartícula» correspondiente, exactamente de la misma masa y spin, pero de carga eléctrica opuesta. La única excepción la forman ciertas partículas puramente neutras, como el fotón mismo, que puede ser considerado como su propia antipartícula. La relación entre partícula y antipartícula es recíproca: el positrón es la antipartícula del electrón, y éste es la antipartícula del positrón. Dada suficiente energía, siempre es posible crear cualquier par partícula-antipartícula en colisiones de pares de fotones.

(La existencia de las antipartículas es una consecuencia matemática directa de los principios de la mecánica cuántica y la teoría especial de la relatividad de Einstein. La existencia del antielectrón fue primero deducida teóricamente por Paul Adrian Maurice Dirac en 1930. Como no quería introducir en su teoría una partícula desconocida, identificó el antielectrón con la única partícula positivamente

cargada que se conocía por entonces, el protón. El descubrimiento del positrón, en 1932, verificó la teoría de las antipartículas, y también probó que el protón no es la antipartícula del electrón. El protón tiene su propia antipartícula, el antiprotón, descubierto en Berkeley en el decenio de 1950-1960.)

Los siguientes tipos de partículas más ligeras, después del electrón y el positrón, son los muones, o μ^-, una especie de electrón pesado inestable, y su antipartícula, el μ^+. Al igual que los electrones y positrones, los μ^- y μ^+ tienen cargas eléctricas opuestas, pero igual masa, y pueden ser creados en colisiones de fotones. Los μ^- y μ^+ tienen una energía en reposo mc^2 igual a 105,6596 millones de electronvoltios; si dividimos por la constante de Boltzmann, el correspondiente umbral de temperatura es 1,2 billones de grados ($1{,}2 \times 10^{12}$ ° K). Los correspondientes umbrales de temperatura para otras partículas aparecen en el cuadro 1 de la página 141. Inspeccionando este cuadro, podemos saber qué partículas pueden haber estado presentes en gran número en diversos momentos de la historia del Universo: son precisamente las partículas cuyos umbrales de temperatura estaban por debajo de la temperatura del Universo en ese momento.

¿Cuántas de estas partículas materiales aparecieron a temperaturas superiores al umbral? En las condiciones de elevada temperatura y densidad que prevalecieron en el Universo primitivo, el número de partículas dependía de la condición básica del equilibrio térmico: el número de partículas suficientemente elevado para que se destruyeran en cada segundo exactamente tantas como se creaban (es decir, la demanda igual a la oferta). La velocidad a la que cualquier par partícula-antipartícula se aniquilaba para dar dos fotones es aproximadamente igual a la velocidad a la que cualquier par dado de fotones de la misma energía se convertían en una partícula y una antipartícula semejantes. Por consiguiente, la condición del equilibrio térmico exige que el número de partículas de cada tipo, cuyo umbral de temperatura esté por debajo de la temperatura real, sea aproximadamente igual al número de fotones. Si hay menos partículas que fotones, serán creadas más rápidamente de lo que son destruidas, y su número aumentará; si hay más partículas que fotones, serán destruidas más rápidamente de lo que son creadas, y su número disminuirá. Por ejemplo, a temperaturas por encima del umbral de 6.000 millones de grados el número de electrones y positrones debe haber sido aproximadamente el mismo que el de fotones, y puede considerarse que por entonces el Universo estaba compuesto predominantemente de fotones, electrones y positrones, y no de fotones solamente.

Pero a las temperaturas superiores al umbral, una partícula material se comporta de modo muy similar a un fotón. Su energía media es aproximadamente igual a la temperatura por la constante de Boltzmann, de modo que a temperaturas muy superiores al umbral su energía media es mucho mayor que la energía contenida en la masa de la partícula, por lo que puede despreciarse la masa. En tales condiciones, la presión y la densidad de energía que aportan las partículas materiales de un tipo dado son sencillamente proporcionales a la cuarta potencia de la temperatura, como en el caso de los fotones. Así, podemos concebir el Universo en cualquier tiempo determinado como compuesto de una variedad de tipos de «radiación», un tipo para cada especie de partículas cuyo umbral de temperatura es inferior a la temperatura cósmica en ese momento. En particular, la densidad de energía del Universo en cualquier momento determinado es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura y al número de especies de partículas cuyo umbral de temperatura es inferior a la temperatura cósmica en ese momento. Condiciones de esta clase, con temperaturas tan elevadas que los pares de partícula y antipartícula sean tan comunes en el equilibrio térmico como los fotones, no existen en ninguna parte en el Universo actual, excepto quizás en los núcleos de las estrellas en explosión. Sin embargo, tenemos suficiente confianza en nuestro conocimiento de la mecánica estadística como para sentirnos seguros en la elaboración de teorías acerca de lo que debe haber ocurrido en tan exóticas condiciones en el Universo primitivo.

Para ser precisos, debemos tener en cuenta que una antipartícula como el positrón (e^+) constituye una especie distinta. De igual modo, las partículas como los fotones y los electrones pueden tener dos estados distintos de spin, que deben ser considerados como especies separadas. Por último, las partículas como el electrón (pero no el fotón) obedecen a una regla especial, el «principio de exclusión de Pauli», el cual excluye la posibilidad de que dos partículas ocupen el mismo estado; esta regla disminuye de manera poderosa su contribución a la densidad de energía total en un factor de siete octavos. (Por el principio de exclusión, los electrones de un átomo no pueden caer todos ellos en la misma capa de energía mínima; por lo tanto, determina la complicada

estructura de capas de los átomos que revela la tabla periódica de los elementos.) El número efectivo de especies para cada tipo de partículas está registrado, junto con el umbral de temperatura, en el cuadro 1 de la página 141. La densidad de energía del Universo para una temperatura determinada es proporcional a la cuarta potencia de temperatura y al *número efectivo* de especies de partículas cuyos umbrales de temperatura son inferiores a la temperatura del Universo.

Ahora preguntémenos *cuándo* estuvo el Universo a esas altas temperaturas. Es el equilibrio entre el campo gravitacional y el momento centrífugo del contenido del Universo lo que gobierna la velocidad de expansión del Universo. Y es el total de la densidad de energía de fotones, electrones, positrones, etc., el que proprocionó la fuente del campo gravitacional del Universo en tiempos primitivos. Hemos visto que la densidad de energía del Universo depende esencialmente sólo de la temperatura, de modo que la temperatura cósmica puede ser usada como una especie de reloj, que se va enfriando, en lugar de hacer tic-tac, a medida que el Universo se expande. Para ser más específicos, puede demostrarse que el tiempo necesario para que la densidad de energía del Universo disminuya de un valor a otro es proporcional a la diferencia de los recíprocos de la raíz cuadrada de las densidades de energía. (Véase la nota matemática 3, p. 160). Pero hemos visto que la densidad de energía es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura y al número de especies de partículas con umbrales de temperatura inferiores a la temperatura real. Por ende, mientras la temperatura no sobrepase ningún valor «umbral», *el tiempo que tarde el Universo en enfriarse de una temperatura a otra es proporcional a la diferencia de los inversos de los cuadrados de esas temperaturas.* Por ejemplo, si comenzamos a una temperatura de 100 millones de grados (muy por debajo del umbral de temperatura de los electrones), y hallamos que hicieron falta 0,06 años (ó 22 días) para que la temperatura cayera hasta 10 millones de grados, entonces son necesarios otros 6 años para que la temperatura descienda a un millón de grados, otros 600 años para que la temperatura llegue a 100.000 grados, y así sucesivamente. El tiempo total que necesitó el Universo para enfriarse de 100 millones de grados a 3.000° K (esto es, hasta el momento en que el contenido del Universo estaba por hacerse transparente a la radiación) fue de 700.000 años (véase la figura 8). Por supuesto, cuando digo aquí «años» me refiero a un cierto número de unidades absolutas de tiempo, por ejemplo, un cierto número de períodos en los que un electrón completa una órbita alrededor del núcleo en un átomo de hidrógeno. Estamos considerando una época muy anterior al comienzo de las revoluciones de la Tierra alrededor del Sol.

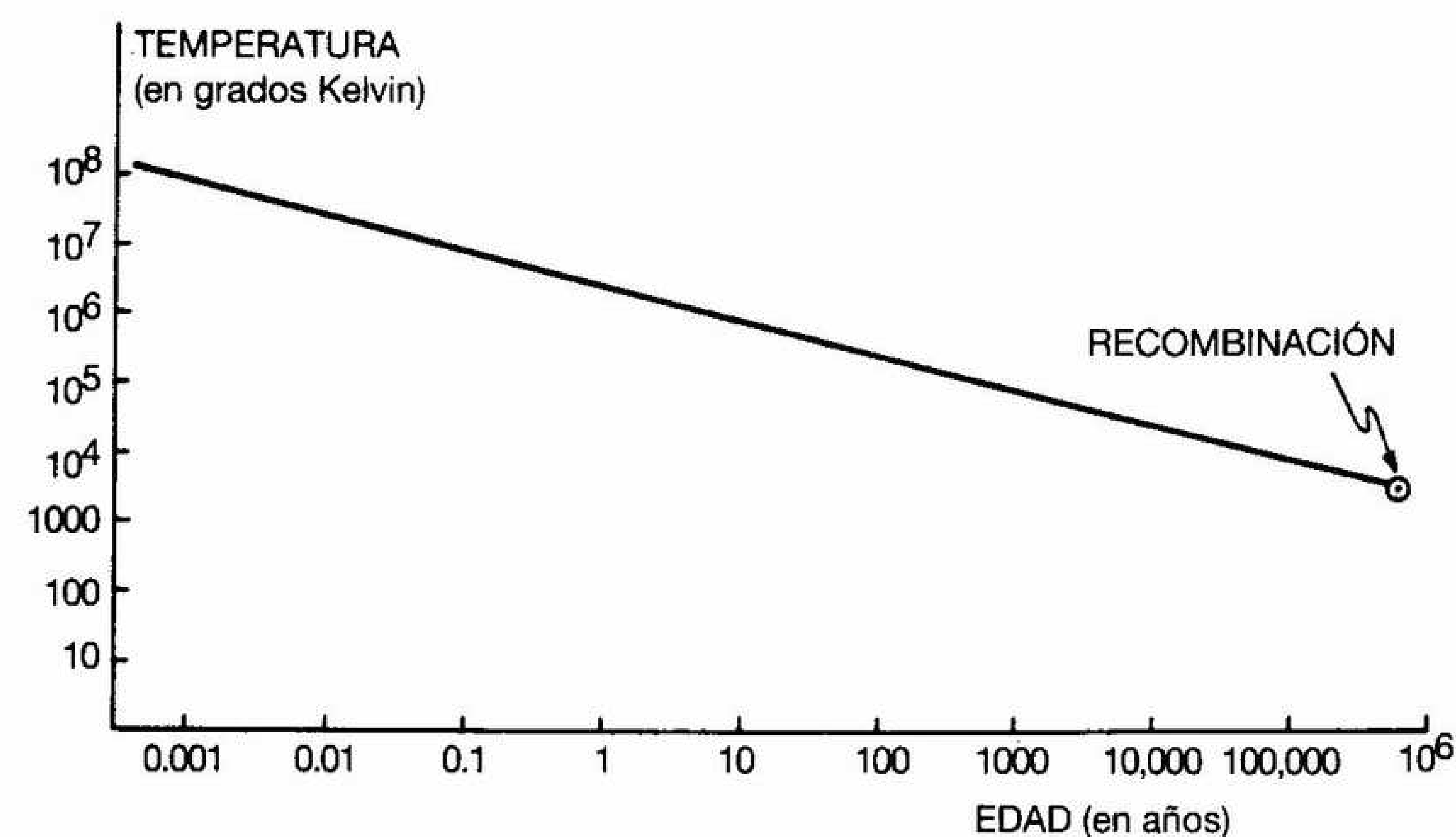


Figura 8. **La era dominada por la radiación.** Se muestra la temperatura del universo como función del tiempo, para el período comprendido entre el final de la nucleosíntesis hasta la recombinación de los núcleos y los electrones en átomos.

Si en los tres primeros minutos el Universo hubiera estado compuesto realmente de un número exactamente igual de partículas y antipartículas, se habrían aniquilado todas al caer la temperatura por debajo de los 1.000 millones de grados y sólo habría quedado radiación. Hay buenos elementos de juicio contra esta posibilidad: ¡estamos aquí! Debe haber habido algún exceso de electrones sobre los positrones, de protones sobre los antiprotones y de neutrones sobre los antineutrones, para que después del aniquilamiento de partículas y antipartículas quedara algo que proporcionara la materia del Universo actual. Hasta ahora he ignorado intencionalmente en este capítulo la cantidad relativamente pequeña de esta materia residual. Y ésta es una buena aproximación, si todo lo que deseamos es calcular

la densidad de energía o la velocidad de expansión del Universo primitivo; vimos en el capítulo anterior que la densidad de energía de las partículas nucleares no fue comparable con la densidad de energía de la radiación hasta que el Universo se enfrió a unos 4.000º K. Sin embargo, el pequeño condimento de electrones y partículas nucleares residuales tienen derecho especial a nuestra atención, pues ellos dominan el contenido del Universo actual y, en particular, porque son los principales constituyentes del autor y el lector.

Tan pronto como admitimos la posibilidad de un exceso de materia sobre la antimateria en los tres primeros minutos, se nos presenta el problema de confeccionar una lista detallada de ingredientes para el Universo primitivo. Hay literalmente cientos de las llamadas partículas elementales en la lista que publica cada seis meses el laboratorio Lawrence Berkeley. ¿Vamos a tener que especificar las cantidades de cada uno de estos tipos de partículas? ¿Y por qué detenerse en las partículas elementales? ¿Tendremos que especificar las cantidades de los diferentes tipos de átomos, de moléculas, de sal y pimienta? En este caso, bien podríamos concluir que el Universo es demasiado complicado y arbitrario para que valga la pena tratar de comprenderlo.

Afortunadamente, el Universo no es tan complicado. Para ver cómo es posible hacer una receta de su contenido, es necesario pensar un poco más sobre lo que significa la condición del equilibrio térmico. Ya he subrayado la importancia de que el Universo haya pasado por un estado de equilibrio térmico, pues es lo que nos permite hablar con tal confianza del contenido del Universo en cualquier tiempo. El examen realizado hasta ahora en este capítulo ha consistido en una serie de aplicaciones de las propiedades conocidas de la materia y la radiación en el equilibrio térmico.

Cuando las colisiones u otros procesos llevan a un sistema físico al estado de equilibrio térmico, hay siempre algunas magnitudes cuyos valores no cambian. Una de estas «magnitudes conservadas» es la energía total; aunque las colisiones puedan transferir energía de una partícula a otra, nunca alteran la energía total de las partículas que toman parte en la colisión. Para cada una de tales leyes de conservación hay una cantidad que debe ser especificada antes de que podamos discernir las propiedades de un sistema en equilibrio térmico: obviamente, si una magnitud no cambia cuando un sistema se aproxima al equilibrio térmico, no puede deducirse su valor de las condiciones para el equilibrio, sino que debe ser especificada de antemano. El hecho realmente notable con respecto a un sistema de equilibrio térmico es que *todas* sus propiedades quedan unívocamente determinadas una vez que especificamos los valores de las magnitudes conservadas. El Universo ha pasado por un estado de equilibrio térmico, de modo que para dar una receta completa de su contenido en tiempos primitivos todo lo que necesitamos es saber cuáles eran las magnitudes físicas que se conservaban mientras el Universo se expandía y cuáles eran los valores de esas magnitudes.

Habitualmente, como sustituto de la especificación del contenido total de energía de un sistema en equilibrio térmico, especificamos la temperatura. Para el tipo de sistema que, en general, hemos estado considerando hasta ahora, formado exclusivamente de radiación y un número igual de partículas y antipartículas, la temperatura es todo lo que necesitamos para averiguar las propiedades de equilibrio del sistema. Pero en general hay otras magnitudes que se conservan, además de la energía, y es necesario especificar las densidades de cada una de ellas.

Por ejemplo, en un vaso de agua a la temperatura ambiente, hay continuas reacciones en las que una molécula de agua se descompone en un ion hidrógeno (un protón puro, el núcleo del átomo de hidrógeno sin el electrón) y un ion oxhidrilo (un átomo de oxígeno unido a un átomo de hidrógeno, con un electrón adicional), o en las que los iones hidrógeno y oxhidrilo se vuelven a unir para formar una molécula de agua. Obsérvese que en cada una de tales reacciones la desaparición de una molécula de agua va acompañada de la aparición de un ion hidrógeno y viceversa, mientras que los iones hidrógeno y los iones oxhidrilo siempre aparecen o desaparecen juntos. Así, las magnitudes conservadas son el número total de moléculas de agua *más* el número de iones de hidrógeno, y el número de iones hidrógeno *menos* el número de iones oxhidrilo. (Por supuesto, hay otras magnitudes que se conservan, como el número total de moléculas de agua más iones oxhidrilo, pero éstas sólo son combinaciones simples de las dos magnitudes fundamentales conservadas.) Las propiedades de nuestro vaso de agua pueden quedar completamente determinadas si especificamos que la temperatura es de 300º K (la temperatura ambiente en la escala Kelvin), que la densidad de moléculas de agua

más iones hidrógeno es de $3{,}3 \times 10^{22}$ moléculas o iones por centímetro cúbico (aproximadamente correspondiente a la presión del nivel del mar) y que la densidad de iones hidrógeno *menos* iones oxhidrilo es cero (correspondiente a una carga neta cero). Por ejemplo, resulta que con estas condiciones hay un ion hidrógeno por cada diez millones (10^7) de moléculas de agua. Obsérvese que no necesitamos especificar esto en nuestra receta para un vaso de agua; deducimos la proporción de iones hidrógeno de las reglas del equilibrio térmico. En cambio, no podemos deducir las densidades de las magnitudes conservadas de las condiciones para el equilibrio térmico –por ejemplo, podemos hacer la densidad de las moléculas de agua más iones hidrógeno un poco mayor o menor que $3{,}3 \times 10^{22}$ moléculas por centímetro cúbico elevando o reduciendo la presión–, de modo que necesitamos especificarlas para saber qué es lo que hay en nuestro vaso.

Este ejemplo también nos ayuda a comprender el significado variable de lo que llamamos magnitudes «conservadas». Por ejemplo, si el agua está a una temperatura de millones de grados, como en el interior de una estrella, entonces las moléculas o iones se disocian con facilidad y los átomos componentes pierden sus electrones. Las magnitudes conservadas entonces son el número de electrones y de núcleos de oxígeno e hidrógeno. La densidad de las moléculas de agua más átomos oxhidrilo, en estas condiciones, debe ser *calculada* mediante las reglas de la mecánica estadística, y no puede ser especificada de antemano; por supuesto, tal densidad resulta ser muy pequeña. (Las bolas de nieve son raras en el infierno.) En realidad, en tales condiciones se producen reacciones nucleares, de modo que ni siquiera el número de núcleos de cada especie es absolutamente fijo, pero ese número cambia tan lentamente que puede considerarse que una estrella evoluciona gradualmente de un estado de equilibrio a otro.

Finalmente, a las temperaturas de varios miles de millones de grados que encontramos en el Universo primitivo aun los núcleos atómicos se disocian fácilmente en sus componentes, los protones y los neutrones. Las reacciones se producen tan rápidamente que la materia y la antimateria pueden crearse fácilmente a partir de la energía pura, o aniquilarse nuevamente. En estas condiciones, las magnitudes conservadas no son los números de partículas de ninguna especie. En cambio, las leyes de conservación relevantes se reducen a esas pocas

que (hasta donde llega nuestro conocimiento) se cumplen en todas las condiciones posibles. Se cree que hay tres magnitudes conservadas, cuyas densidades deben ser especificadas en nuestra receta para el Universo primitivo:

1. *La carga eléctrica.*– Podemos crear o destruir pares de partículas con cargas eléctricas iguales u opuestas, pero la carga eléctrica neta jamás cambia. (Podemos estar más seguros de esta ley de conservación que de cualquiera de las otras, pues si la carga no se conservara, no tendría ningún sentido la teoría aceptada de Maxwell sobre la electricidad y el magnetismo.)

2. *El número bariónico.*– «Barión» es un término amplio que incluye a las partículas nucleares –los protones y los neutrones– junto con algunas partículas inestables más pesadas llamadas hiperones. Los bariones y antibariones pueden ser creados o destruidos por pares, y los bariones pueden desintegrarse formando otros bariones, como en la «desintegración beta» de un núcleo radiactivo, en la cual un neutrón se convierte en un protón o a la inversa. Sin embargo, el número total de bariones menos el número de antibariones (antiprotones, antineutrones y antihiperones) nunca cambia. Por ello, asignamos un «número bariónico» + 1 al protón, al neutrón y a los hiperones, y un «número bariónico» – 1 a las antipartículas correspondientes; la regla es que el número bariónico jamás cambia. El número bariónico no parece tener ninguna significación dinámica como la carga; por lo que sabemos, no hay nada semejante a un campo eléctrico o magnético producido por el número bariónico. El número bariónico es un recurso contable, su significación reside totalmente en el hecho de que se conserva.

3. *El número leptónico.*– Los «leptones» son las partículas ligeras con carga negativa: el electrón, el muón y una partícula eléctricamente neutra de masa cero llamada el neutrino, junto con sus antipartículas, el positrón, el antimuón y el antineutrino. Pese a su carga y su masa cero, los neutrinos y los antineutrinos no son más ficticios que los fotones; llevan energía y momento, como cualquier otra partícula. La conservación del número leptónico es otra regla de contabilidad: el número total de leptones menos el número total de antileptones

jamás cambia. (En 1962, experimentos con haces de neutrinos revelaron que, en realidad, hay al menos dos tipos de neutrinos, un «tipo electrónico» y un «tipo muónico», y dos tipos de número leptónico: el número leptónico electrónico es el número total de electrones más neutrinos de tipo electrónico, menos el número de sus antipartículas, mientras que el número leptónico muónico es el número total de muones más los neutrinos de tipo muónico, menos el número de sus antipartículas. Ambos parecen conservarse absolutamente, pero aún no se sabe esto con gran certeza.)

Un buen ejemplo de cómo operan estas leyes lo suministra la desintegración radiactiva de un neutrón n en un protón p, un electrón e, y un antineutrino (de tipo electrónico) ν_e. Lo valores de la carga, el número bariónico y el número leptónico de cada partícula son los siguientes:

	n	$\rightarrow$	p	$+$	e^-	$+$	ν_e
Carga	0		1		−1		0
Número bariónico	+1		+1		0		0
Número leptónico	0		0		+1		−1

El lector puede comprobar fácilmente que la suma de los valores de cualquier magnitud conservada en las partículas del estado final es igual al valor de la misma magnitud en el neutrón inicial. Y esto es lo que queremos decir cuando afirmamos que estas magnitudes se conservan. Las leyes de conservación están lejos de ser vacías, pues ellas nos dicen que muchas reacciones *no* ocurren, como el proceso de desintegración prohibido en el que un neutrón se desintegra en un protón, un electrón y más de un antineutrino.

Para completar nuestra receta para el contenido del Universo en cualquier tiempo determinado, debemos, pues, especificar la carga, el número bariónico y el número leptónico por unidad de volumen, al igual que la temperatura en ese tiempo. Las leyes de conservación nos dicen que en cualquier volumen que se expande junto con el Universo los valores de esas magnitudes permanecerán fijos. Así, la carga, el número bariónico y el número leptónico *por unidad de volumen* varían sencillamente en proporción inversa al cubo del tamaño del Universo.

Pero el número de fotones por unidad de volumen también varía en proporción inversa al cubo del tamaño del Universo. (Vimos en el capítulo 3 que el número de fotones por unidad de volumen es proporcional al cubo de la temperatura, mientras que, como señalamos al comienzo de este capítulo, la temperatura varía inversamente al tamaño del Universo.) Por tanto, la carga, el número bariónico y el número leptónico *por fotón* permanecen fijos, y podemos formular nuestra receta de una vez por todas especificando los valores de las magnitudes conservadas como una proporción con respecto al número de fotones.

(Hablando en términos estrictos, la magnitud que varía en proporción inversa al cubo del tamaño del Universo no es el número de fotones por unidad de volumen, sino la *entropía* por unidad de volumen. La entropía es una magnitud fundamental de la mecánica estadística, relacionada con el grado de desorden de un sistema físico. Aparte de un factor numérico convencional, la entropía está dada con una aproximación bastante buena por el número total de partículas en equilibrio térmico, tanto partículas materiales como fotones; el aporte de las diferentes especies de partículas se muestra en el cuadro 1 de la página 141. Las constantes que realmente debemos usar para caracterizar nuestro Universo son las proporciones de la carga a la entropía, del número bariónico a la entropía y del número leptónico a la entropía. Sin embargo, aun a muy altas temperaturas el número de partículas materiales es a lo sumo del mismo orden de magnitud que el número de fotones, de modo que no incurriremos en un error muy serio si usamos el número de fotones en lugar de la entropía como medida de comparación.)

Es fácil calcular carga cósmica por fotón. Hasta donde llega nuestro conocimiento, la densidad media de carga eléctrica es cero en todo el Universo. Si la Tierra y el Sol tuviesen un exceso de cargas positivas sobre las negativas (o a la inversa) de sólo una parte de un millón de millones de millones de millones de millones de millones (10^{36}), el rechazo eléctrico entre ellos sería mayor que su atracción gravitacional. Si el Universo es finito y cerrado, hasta podemos elevar esta observación al rango de un teorema: la carga neta del Universo debe ser cero, pues de lo contrario las líneas de fuerza eléctricas darían vuelta una y otra vez al Universo, formando un campo eléctrico infinito. Pero sea el Universo abierto o cerrado, puede confirmarse con confianza que la carga eléctrica cósmica por fotón es despreciable.

El número bariónico por fotón también es fácil de calcular. Los únicos bariones *estables* son las partículas nucleares, el protón y el neutrón, y sus antipartículas, el antiprotón y el antineutrón. (El neutrón libre es en realidad inestable, y tiene un promedio de vida de 15,3 minutos, pero las fuerzas nucleares hacen al neutrón absolutamente estable en el núcleo atómico de la materia ordinaria.) Asimismo, por lo que sabemos, no hay una cantidad apreciable de antimateria en el Universo. (Más adelante volveremos sobre esto.) Por ende, el número bariónico de cualquier parte del Universo actual es esencialmente igual al número de partículas nucleares. Señalamos en el capítulo anterior que hay ahora una partícula nuclear por cada 1.000 millones de fotones en el fondo de radiación de microondas (no se conoce la cifra exacta), de manera que el número bariónico por fotón es de aproximadamente un mil millonésimo (10^{-9}).

Esta conclusión es realmente notable. Para comprender sus implicaciones, consideremos un tiempo en el pasado en que la temperatura fuera de más de diez billones de grados (10^{13} º K), el umbral de temperatura de los neutrones y los protones. En ese tiempo el Universo habría contenido una gran cantidad de partículas y antipartículas nucleares, casi tantas como fotones. Pero el número bariónico es la *diferencia* entre el número de partículas nucleares y el de antipartículas. Si esta diferencia fuera 1.000 millones de veces más pequeña que el número *total* de partículas nucleares, entonces el número de partículas nucleares habría excedido de número de antipartículas en sólo una parte en 1.000 millones. En este enfoque, cuando el Universo se enfrió por debajo del umbral de temperatura para las partículas nucleares, las antipartículas se aniquilaron todas con sus correspondientes partículas, dejando ese ínfimo exceso de partículas sobre las antipartículas como residuo que con el tiempo llegaría a constituir el mundo que conocemos.

La aparición en la cosmología de un número puro tan pequeño como una parte en 1.000 millones ha llevado a algunos teóricos a suponer que el número realmente es cero, esto es, que el Universo en realidad contiene una cantidad igual de materia que de antimateria. Entonces el hecho de que el número bariónico por fotón parezca ser de una parte en 1.000 millones tendría que ser explicado suponiendo que, en algún tiempo anterior a aquel en el cual la temperatura cósmica cayó por debajo del umbral de temperatura de las partículas

nucleares, se produjo una segregación del Universo en dominios diferentes, algunos con un ligero exceso (unas pocas partes en 1.000 millones) de materia sobre la antimateria, y otros con un ligero exceso de la antimateria sobre la materia. Después del descenso de la temperatura y del aniquilamiento de la mayor cantidad posible de pares partículas-antipartículas, habría quedado un Universo formado por dominios de materia pura y dominios de antimateria pura. El inconveniente de esta idea es que nadie ha observado signos de cantidades apreciables de antimateria en ninguna parte del Universo. Se cree que los rayos cósmicos que penetran en la atmósfera superior de la Tierra provienen en parte de grandes distancias de nuestra galaxia, y quizás en parte de fuera de ella. Los rayos cósmicos son materia, y no antimateria, en abrumadora proporción; en realidad, hasta ahora nadie ha observado un antiprotón o un antinúcleo en los rayos cósmicos. Además, no se observan los fotones que deberían producirse en la aniquilación de materia y antimateria en escala cósmica.

Otra posibilidad es que la densidad de fotones (o, más propiamente, de entropía) no haya seguido siendo inversamente proporcional al cubo del tamaño del Universo. Esto habría podido ocurrir si se hubiese producido alguna alteración del equilibrio térmico, alguna especie de fricción o viscosidad que hubiera calentado el Universo y producido fotones adicionales. En este caso, el número bariónico por fotón podría haber partido de algún valor razonable, tal vez alrededor de uno, y luego disminuido hasta su bajo valor actual a medida que se produjeran más fotones. El problema es que nadie ha podido indicar ningún mecanismo detallado para la producción de estos fotones adicionales. Hace algunos años traté de hallar alguno, pero sin éxito.

En lo que sigue ignoraré todas estas posibilidades «no corrientes», y supondré sencillamente que el número bariónico por fotón es lo que parece ser: aproximadamente de una parte en 1.000 millones.

¿Qué sucede con la densidad de leptones en el Universo? El hecho de que el Universo no tenga carga eléctrica nos dice inmediatamente que ahora hay exactamente un electrón de carga negativa por cada protón cargado positivamente. Alrededor del 87 por ciento de las partículas nucleares del Universo actual son protones, de modo que el número de electrones se aproxima al número total de partículas nucleares. Si los electrones fueran los únicos leptones en el Universo

actual, podríamos concluir inmediatamente que el número leptónico por fotón es aproximadamente igual al número bariónico por fotón.

Pero hay otro tipo de partícula estable, además del electrón y el positrón, que tiene un número leptónico no nulo. El neutrino y su antipartícula, el antineutrino, son partículas sin masa eléctricamente neutras, como el fotón, pero con números leptónicos + 1 y − 1, respectivamente. Así, para determinar la densidad del número leptónico del Universo actual, tenemos que saber algo acerca de las poblaciones de neutrinos y antineutrinos.

Desafortunadamente esta información es muy difícil de obtener. El neutrino es similar al electrón en que no experimenta la intensa fuerza nuclear que mantiene a protones y neutrones en el interior del núcleo atómico. (A veces usaré la voz «neutrino» para referirme tanto al neutrino como al antineutrino.) Pero, a diferencia del electrón, es eléctricamente neutro, de modo que tampoco actúan sobre él las fuerzas eléctricas o magnéticas que mantienen a los electrones dentro del átomo. En realidad, los neutrinos no responden mucho a ningún género de fuerza. Como todas las cosas del Universo, responden a la fuerza de la gravitación, y también a la débil fuerza responsable de los procesos radiactivos, como la desintegración del neutrón mencionada antes (véase página 86), pero estas fuerzas sólo tienen una ínfima interacción con la materia ordinaria. El ejemplo dado habitualmente para mostrar cuán débilmente interaccionan los neutrinos es que, para tener una probabilidad apreciable de detener o dispersar un neutrino producido en algún proceso radiactivo, necesitaríamos colocar en su camino varios años-luz de plomo. El Sol continuamente irradia neutrinos, producidos cuando los protones se convierten en neutrones en las reacciones nucleares del núcleo del Sol; estos neutrinos nos caen de arriba durante el día y nos llegan *de abajo* durante la noche, cuando el Sol está del otro lado de la Tierra, porque ésta es totalmente transparente a ellos. Los neutrinos fueron postulados hipotéticamente por Wolfgang Pauli mucho antes de ser observados, como medio para explicar el balance de energía en un proceso como la desintegración del neutrón. Sólo a fines del decenio de 1950-1960 fue posible detectar directamente neutrinos y antineutrinos, a base de producirlos en tales grandes cantidades, en reactores nucleares o aceleradores de partículas, que unos pocos cientos de ellos quedaban efectivamente detenidos en el aparato de detección.

Considerando esta extraordinaria debilidad de interacción, es fácil comprender que enormes cantidades de neutrinos y antineutrinos pueden llenar el Universo alrededor nuestro sin que sospechemos su presencia. Es posible establecer límites superiores muy vagos al número de neutrinos y antineutrinos: si estas partículas fueran demasiado numerosas, ciertos procesos de desintegración nuclear débiles se verían ligeramente afectados, y además la aceleración de la expansión cósmica disminuiría más rápidamente de lo observado. Sin embargo, estos límites superiores no excluyen la posibilidad de que haya tantos neutrinos y/o antineutrinos como fotones, y con energías similares.

A pesar de estas observaciones, habitualmente los cosmólogos suponen que el número leptónico (el número de electrones, muones y neutrinos *menos* el número de sus correspondientes antipartículas) por fotón es pequeño, mucho menor que uno. Esto se basa exclusivamente en una analogía: el número bariónico por fotón es pequeño, por lo tanto, ¿por qué el número leptónico por fotón no habría de ser también pequeño? Este es uno de los supuestos menos seguros del «modelo corriente», pero afortunadamente, aunque fuera falso, el cuadro general que obtendríamos cambiaría sólo en detalles.

Desde luego, por encima del umbral de temperatura para los electrones había cantidades de leptones y antileptones, aproximadamente tantos electrones y positrones como fotones. Además, en estas condiciones el Universo era tan caliente y denso que hasta los fantasmales neutrinos llegaban al equilibrio térmico, de modo que había también aproximadamente tantos neutrinos y antineutrinos como fotones. La suposición que se hace en el modelo corriente es que el número leptónico, la *diferencia* entre el número de leptones y de antileptones, es y fue mucho menor que el número de fotones. Puede haber habido un pequeño exceso de leptones sobre los antileptones, como el pequeño exceso de bariones sobre los antibariones mencionados antes, que ha sobrevivido hasta la actualidad. Además, los neutrinos y los antineutrinos interaccionan tan débilmente que gran número de ellos pueden haber escapado al aniquilamiento, en cuyo caso habría ahora casi igual cantidad de neutrinos y antineutrinos, comparable al número de fotones. Veremos en el capítulo siguiente que esto es lo que sucede, según se cree, pero no parece haber la menor probabilidad en un futuro previsible de observar el gran número de neutrinos y antineutrinos que hay alrededor nuestro.

Esta es, pues, brevemente nuestra receta para el contenido del Universo primitivo. Tómese una carga por fotón igual a cero, un número bariónico por fotón igual a una parte en 1.000 millones y un número leptónico por fotón incierto pero pequeño. Considérese que la temperatura, en cualquier tiempo dado, superaba a la temperatura de 3° K del actual fondo de radiación en la proporción del actual tamaño del Universo al tamaño de ese tiempo. Agítese bien, de modo que las distribuciones en detalle de partículas de diversos tipos estén determinadas por los requisitos del equilibrio térmico. Colóquese en un Universo en expansión, con un ritmo de expansión regido por el campo gravitacional creado por este medio. Después de una espera suficiente, esta mezcla se convertirá en nuestro Universo actual.

V
LOS TRES PRIMEROS MINUTOS

Estamos ahora preparados para seguir el curso de la evolución cósmica en los tres primeros minutos. Los acontecimientos ocurrieron mucho más rápidamente al principio que más tarde, por lo que no sería útil mostrar fotografías espaciadas a intervalos de tiempo iguales, como una película ordinaria. En lugar de eso, ajustaré la velocidad de nuestra película a la temperatura decreciente del Universo, deteniendo la cámara para observar una foto cada vez que la temperatura caiga en un factor de tres, aproximadamente.

Por desgracia, no puedo empezar la película en el tiempo cero y con temperatura infinita. Por encima de un umbral de temperatura de un billón y medio de grados Kelvin ($1{,}5 \times 10^{12}$ ° K), el Universo contendría grandes cantidades de las partículas llamadas mesones pi, que pesan aproximadamente un séptimo de una partícula nuclear (véase el cuadro 1 de la p. 141). A diferencia de los electrones, los positrones, los muones y los neutrinos, los mesones pi interaccionan muy fuerte unos con otros y con las partículas nucleares; en realidad, al continuo intercambio de mesones pi entre las partículas nucleares se debe la mayor parte de la fuerza de atracción que mantiene unidos a los núcleos atómicos. La presencia de una gran cantidad de tales partículas de interacción fuerte hace extraordinariamente difícil calcular la conducta de la materia a temperaturas superelevadas, de modo que, a fin de evitar tan difíciles problemas matemáticos, iniciaré la historia de este capítulo a un centésimo de segundo, aproximadamente, después del comienzo, cuando la temperatura se había enfriado ya hasta unos cien mil millones de grados Kelvin, muy por

debajo de los umbrales de temperatura de los mesones pi, los muones y todas las partículas más pesadas. En el capítulo 7 me referiré a lo que los físicos teóricos piensan que puede haber ocurrido más cerca del comienzo mismo.

Con estas aclaraciones, comencemos nuestra película.

PRIMER FOTOGRAMA. La temperatura del Universo es de 100.000 millones de grados Kelvin (10^{11} ° K). El Universo es más simple y fácil de describir de lo que jamás volverá a serlo. Está lleno de una sopa indiferenciada de materia y radiación, cada partícula de la cual choca muy rápidamente con las otras partículas. Así, pese a su rápida expansión, el Universo se halla en un estado de casi perfecto equilibrio térmico. El contenido del Universo está determinado, pues, por las leyes de la mecánica estadística, y no depende en absoluto de lo que ocurrió antes del primer fotograma. Todo lo que necesitamos saber es que la temperatura es de 10^{11} ° K y que las magnitudes conservadas –carga, número bariónico y número leptónico– son todas muy pequeñas o cero.

Las partículas abundantes son aquellas cuyos umbrales de temperatura están por debajo de los 10^{11} ° K, y son el electrón y su antipartícula, el positrón, y desde luego las partículas sin masa, fotones, neutrinos y antineutrinos (nuevamente, véase el cuadro 1 de la p. 141). El Universo es tan denso que hasta los neutrinos, los cuales pueden viajar durante años a través de ladrillos de plomo sin ser dispersados, se mantienen en equilibrio térmico con los electrones, los positrones y los fotones mediante rápidas colisiones con ellos y entre sí. (Repito que a veces hablaré sencillamente de «neutrinos» cuando quiera referirme a neutrinos y antineutrinos.)

Otra gran simplificación: la temperatura de 10^{11} ° K está muy encima del umbral de temperatura de electrones y positrones. Se sigue de esto que estas partículas, así como los fotones y neutrinos, se comportan como otras tantas especies diferentes de radiación. ¿Cuál es la densidad de energía de estos diversos tipos de radiación? Según el cuadro 1 de la página 141, los electrones y los positrones en conjunto contribuyen con 7/4 de la energía de los fotones, y los neutrinos y antineutrinos con la misma energía que los electrones y los positrones, de modo que la densidad total de energía es mayor que la densidad de energía de la radiación electromagnética pura, en un factor de

$$\frac{7}{4} + \frac{7}{4} + 1 = \frac{9}{2}$$

Según la ley de Stefan-Boltzmann (véase el capítulo 3), la densidad de energía de la radiación electromagnética a una temperatura de 10^{11} ° K es $4{,}72 \times 10^{44}$ electronvoltios por litro, de manera que la densidad total de energía del Universo a esta temperatura era 9/2 veces mayor, o sea, 21×10^{44} electronvoltios por litro. Esto es equivalente a una densidad de masa de 3,8 mil millones de kilogramos por litro, o 3,8 mil millones de veces la densidad del agua en condiciones terrestres normales. (Cuando digo que una energía determinada es equivalente a una masa dada, quiero decir, por supuesto, que ésa es la energía que liberaría de acuerdo con la fórmula de Einstein, $E = mc^2$, si se convirtiera totalmente la masa en energía.) Si el Monte Everest estuviera hecho de materia con esta densidad, su atracción gravitacional destruiría a la Tierra.

En el primer fotograma, el Universo está expandiéndose y enfriándose rápidamente. Su ritmo de expansión está determinado por la condición de que todo trozo del Universo se aleja a la velocidad de escape de un centro arbitrario. A la enorme densidad del primer fotograma, la velocidad de escape es correspondientemente elevada: el tiempo característico de expansión del Universo se aproxima a 0,02 segundos. (Véase la nota matemática 3, p. 160. El «tiempo de expansión característico» puede ser definido de modo aproximado como 100 veces la extensión de tiempo en el cual el tamaño del Universo aumentaría el 1 por ciento. Para ser más precisos, el tiempo de expansión característico en cualquier época es el recíproco de la «constante» de Hubble en esa época. Como señalamos en el capítulo 2, la edad del Universo es siempre menor que el tiempo de expansión característico, porque la gravitación retarda continuamente la expansión.)

El número de partículas nucleares en el momento del primer fotograma es pequeño; más o menos un protón o neutrón por cada 1.000 millones de fotones, electrones o neutrinos. Para poder determinar las cantidades relativas de los elementos químicos que se formaron en el universo primitivo, también necesitaremos conocer las proporciones relativas de protones y neutrones. El neutrón es más pesado que el protón, con una diferencia de masa entre ellos equivalente a

una energía de 1,293 millones de electronvoltios. Sin embargo, la energía característica de los electrones, positrones, etcétera, a una temperatura de 10^{11} ° K, es mucho mayor, de unos 10 millones de electronvoltios (la constante de Boltzmann por la temperatura). Así, las colisiones de neutrones o protones con los electrones, positrones, etc., mucho más numerosos, producirán rápidas transformaciones de protones en neutrones y viceversa. Las reacciones más importantes son:

Un antineutrino más un protón dan un positrón más un neutrón (y a la inversa)

Un neutrino más un neutrón dan un electrón más un protón (y a la inversa).

En nuestra suposición de que el número leptónico neto y la carga por fotón son muy pequeños, hay casi exactamente tantos neutrinos como antineutrinos, y tantos positrones como electrones, de modo que las transformaciones de protones en neutrones son tan rápidas como las de neutrones en protones. (La desintegración radiactiva del neutrón puede ser ignorada aquí porque tarda unos quince minutos, y ahora estamos considerando una escala de tiempo de centésimas de segundo.) Así, el equilibrio exige que el número de protones y el de neutrones sea casi igual en el primer fotograma. Estas partículas nucleares aún no se hallan unidas en núcleos; la energía necesaria para romper un núcleo típico es sólo de seis a ocho millones de electronvoltios por partícula nuclear; esto es menos que las energías térmicas características a 10^{11} ° K, de modo que los núcleos complejos se destruyen tan rápidamente como se forman.

Es natural preguntarse cuál era el tamaño del Universo en tiempos muy primitivos. Desafortunadamente, no lo sabemos, y ni siquiera estamos seguros de que esta cuestión tenga algún sentido. Como indicamos en el capítulo 2, el Universo puede ser infinito ahora, en cuyo caso fue también infinito en el momento del primer fotograma y será siempre infinito. Por otro lado, es posible que el Universo tenga ahora una circunferencia finita, estimada a veces en unos ciento veinticinco mil millones de años-luz. (La circunferencia es la distancia que uno debería atravesar en línea recta antes de volver al punto de partida. Tal estimación se basa en el valor actual de la constante de Hubble,

en la suposición de que la densidad del Universo es aproximadamente el doble de su valor «crítico».) Puesto que la temperatura del Universo desciende en proporción inversa a su tamaño, la circunferencia del Universo en la época del primer fotograma era menor que la actual en la proporción de la temperatura de entonces (10^{11} ° K) a la temperatura actual (3° K); esto da una circunferencia de unos cuatro años luz para el primer fotograma. Ninguno de los detalles de la historia de la evolución cósmica dependerá de que la circunferencia del Universo sea infinita o sólo tenga unos pocos años-luz.

SEGUNDO FOTOGRAMA. La temperatura del Universo es de 30.000 millones de grados Kelvin (3×10^{10} ° K). Desde el primer fotograma han transcurrido 0,11 segundos. Nada ha cambiado cualitativamente: el contenido del Universo está aún dominado por los electrones, positrones, neutrinos, antineutrinos y fotones, todo en equilibrio térmico y todo muy por encima de su umbral de temperatura. Por ende, la densidad de energía ha disminuido sencillamente con la cuarta potencia de la temperatura, a unos 30 millones de veces la densidad de energía contenida en la masa en reposo del agua ordinaria. El ritmo de expansión ha disminuido con el cuadrado de la temperatura, de manera que el tiempo de expansión característico del Universo se ha alargado ahora a unos 0,2 segundos. El pequeño número de partículas nucleares aún no se hallan ligadas a núcleos, pero con la caída de la temperatura es ahora mucho más fácil que los neutrones, más pesados, se conviertan en protones, más ligeros, que no al revés. El balance de partículas nucleares, por consiguiente, ha pasado al 38 por ciento de neutrones y el 62 por ciento de protones.

TERCER FOTOGRAMA. La temperatura del Universo es de 10.000 millones de grados Kelvin (10^{10} ° K). Desde el primer fotograma han transcurrido 1,09 segundos. Por entonces, la densidad y la temperatura en disminución han aumentado el tiempo libre medio de los neutrinos y los antineutrinos al punto de que ahora es cuando comienzan a comportarse como partículas libres, ya no en equilibrio térmico con los electrones, positrones o fotones. Desde entonces dejarán de desempeñar un papel activo en nuestra historia, excepto que su energía seguirá proveyendo parte de la fuente del campo gravitacional del Universo. No es mucho más lo que cambia cuando los

neutrinos salen del equilibrio térmico. (Antes de este «desacoplamiento», las longitudes de onda típicas del neutrino eran inversamente proporcionales a la temperatura, y puesto que la temperatura se reducía en proporción inversa al tamaño del Universo, las longitudes de onda de los neutrinos aumentaban en proporción directa al tamaño del Universo. Después de su desacoplamiento, los neutrinos se expandirán libremente, pero el corrimiento general hacia el rojo estirará sus longitudes de onda en proporción directa al tamaño del Universo. Lo cual muestra, de paso, que no es muy importante determinar el instante preciso del desacoplamiento del neutrino, lo cual es conveniente, porque depende de detalles de la teoría sobre las interacciones del neutrino que aún no están totalmente resueltos.) La densidad total de energía es menor que en el fotograma anterior en la cuarta potencia de la razón de las temperaturas, de modo que ahora es equivalente a una densidad de masa 380.000 veces mayor que la del agua. El tiempo característico de expansión del Universo ha aumentado correspondientemente, a unos dos segundos. La temperatura es ahora sólo el doble que el umbral de temperatura de electrones y positrones, por lo que comienzan a aniquilarse con mayor rapidez de lo que pueden ser creados a partir de la radiación.

El Universo es aún demasiado caliente para que los neutrones y los protones puedan unirse en núcleos atómicos durante un tiempo apreciable. El descenso de la temperatura ha permitido que el balance protón-neutrón sea del 24 por ciento de neutrones y 76 por ciento de protones.

CUARTO FOTOGRAMA. La temperatura del Universo es ahora de 3.000 millones de grados Kelvin (3×10^9 ° K). Desde el primer fotograma han pasado 13,82 segundos. Estamos ahora por debajo del umbral de temperatura de electrones y positrones, de modo que están empezando a desaparecer rápidamente como componentes destacados del Universo. La energía liberada en su aniquilamiento ha retardado la velocidad a la que el Universo se enfría, por lo cual los neutrinos, que no obtienen nada de este calor adicional, son ahora un 8 por ciento más fríos que los electrones, positrones y fotones. A partir de ahora, cuando hablemos de la temperatura del Universo, nos referiremos a la temperatura de los *fotones*. Al desaparecer rápidamente los electrones y los positrones, la densidad de energía del Universo será algo menor de lo que sería si disminuyera con la cuarta potencia de la temperatura.

El Universo está ahora bastante frío para que se formen diversos núcleos estables, como el helio (He^4), pero esto no sucede inmediatamente. La razón de ello es que el Universo aún se está expandiendo tan rápidamente que los núcleos sólo pueden formarse en una serie de reacciones rápidas de dos partículas. Por ejemplo, un protón y un neutrón pueden formar un núcleo de hidrógeno pesado, o deuterio, mientras que la energía y el momento excedentes se los lleva un fotón. El núcleo de deuterio puede luego chocar con un protón o un neutrón para formar, o bien un núcleo del isótopo ligero del helio, el helio tres (He^3), compuesto de dos protones y un neutrón, o bien el isótopo más pesado del hidrógeno, llamado tritio (H^3), formado por un protón y dos neutrones. Finalmente, el helio tres puede chocar con un neutrón, y el tritio puede chocar con un protón; en ambos casos se forma un núcleo de helio común (He^4), formado por dos protones y dos neutrones. Pero, si ha de suceder esta cadena de reacciones, es necesario que se dé el primer paso, la producción de deuterio.

Ahora bien, el helio ordinario es un núcleo firmemente ligado, por lo que, como ya dije, puede mantener su cohesión a la temperatura del tercer fotograma. Pero el tritio y el helio tres están mucho menos ligados, y el deuterio en especial tiene una cohesión muy débil (para romper un núcleo de deuterio sólo se necesita la novena parte de la energía requerida para arrancar una partícula nuclear de un núcleo de helio). A la temperatura del cuarto fotograma, de 3×10^9 ° K, los núcleos de deuterio se destruyen tan pronto como se forman, por lo que no hay posibilidad de que se formen núcleos más pesados. Los neutrones aún se convierten en protones, aunque mucho más lentamente que antes; la proporción es ahora del 17 por ciento de neutrones y el 83 por ciento de protones.

QUINTO FOTOGRAMA. La temperatura del Universo es ahora de 1.000 millones de grados Kelvin (10^9 ° K): sólo 70 veces más caliente que el centro del Sol. Desde la primera imagen han transcurrido tres minutos y dos segundos. Los electrones y positrones han desaparecido en su mayor parte, y los principales componentes del Universo son ahora fotones, neutrinos y antineutrinos. La energía liberada en

el aniquilamiento electrón-positrón ha dado a los fotones una temperatura que es un 35 por ciento más elevada que la de los neutrinos.

El Universo está suficientemente frío como para que se mantengan unidos los núcleos de tritio y helio tres, así como los de helio ordinario, pero aún subsiste el «atasco del deuterio»: los núcleos de deuterio no se mantienen unidos durante un tiempo suficiente para permitir la formación de cantidades apreciables de núcleos más pesados. Los choques de neutrones y protones con electrones, neutrinos y sus antipartículas han cesado en gran medida, pero comienza a tener importancia la desintegración del neutrón libre; en cada cien segundos, el 10 por ciento de los neutrones restantes se desintegran para dar origen a protones. El balance neutrón-protón es ahora del 14 por ciento de neutrones y el 86 por ciento de protones.

UN POCO MAS TARDE. Poco después del quinto fotograma ocurre un acontecimiento espectacular: la temperatura disminuye al punto en que los núcleos de deuterio pueden mantenerse unidos. Una vez que se supera el atasco del deuterio, pueden formarse rápidamente núcleos más pesados mediante la cadena de reacciones de dos partículas descrita en el cuarto fotograma. Sin embargo, no se forman en cantidades apreciables núcleos más pesados que el helio a causa de otros obstáculos: no hay núcleos estables con cinco u ocho partículas nucleares. Por consiguiente, tan pronto como la temperatura llega al punto en que puede formarse el deuterio, casi todos los neutrones restantes se convierten inmediatamente en núcleos de helio. La temperatura precisa a la cual ocurre esto depende ligeramente del número de partículas nucleares por fotón, porque una elevada densidad de partículas hace un poco más fácil la formación de núcleos (por eso he tenido que identificar este momento de manera imprecisa, «un poco más tarde» que la quinta imagen). Para 1.000 millones de fotones por partícula nuclear, la nucleosíntesis comenzará a una temperatura de 900 millones de grados Kelvin ($0{,}9 \times 10^9$ ° K). En este momento, han pasado tres minutos cuarenta y seis segundos desde la primera imagen (el lector tendrá que perdonar mi inexactitud al llamar a este libro *Los tres primeros minutos*, pero sonaba mejor que *Los tres primeros minutos y tres cuartos*). La desintegración de neutrones habrá modificado el balance neutrón-protón apenas antes de comenzar la

nucleosíntesis; este balance será un 13 por ciento de neutrones y un 87 por ciento de protones. Después de la nucleosíntesis, la proporción en peso de helio es exactamente igual a la proporción de todas las partículas nucleares que están ligadas en el helio; la mitad de ellas son neutrones, y prácticamente todos los neutrones están ligados al helio, de modo que la proporción en peso del helio es sencillamente el doble de la proporición de neutrones entre las partículas nucleares, o sea, alrededor del 26 por ciento. Si la densidad de las partículas nucleares es un poco mayor, la nucleosíntesis comienza un poco antes, cuando aún no se han desintegrado tantos neutrones, y por ende se produce un poco más de helio, pero probablemente no más del 28 por ciento en peso. (Véase la figura 9.)

Hemos ahora alcanzado y superado el tiempo previsto, pero a fin de ver mejor adónde se ha llegado, echemos una última ojeada al Universo después de una nueva caída de temperatura.

SEXTO FOTOGRAMA. La temperatura del Universo es ahora de 300 millones de grados Kelvin (3×10^8 ° K). Desde la primera imagen han pasado 34 minutos y cuarenta segundos. Los electrones y positrones ahora se han aniquilado completamente, excepto el pequeño exceso de electrones (una parte en mil millones) necesario para equilibrar la carga de los protones. La energía liberada en este aniquilamiento ha dado ahora a los fotones una temperatura permanente que es un 40,1 por ciento mayor que la temperatura de los neutrinos (véase la nota matemática 6 de p. 169). La densidad de energía del Universo es ahora equivalente a una densidad de masa de un 9,9 por ciento mayor que la del agua; de ésta, el 31 por ciento adopta la forma de neutrinos y el 69 por ciento la de fotones. Esta densidad de energía da al Universo un tiempo de expansión característico de aproximadamente una hora y cuarto. Los procesos nucleares se han detenido; las partículas nucleares están ahora en su mayoría ligadas a núcleos de helio o son protones libres (núcleos de hidrógeno), con un 22 a 28 por ciento de helio pesado. Hay un electrón por cada protón libre o ligado, pero el Universo está aún demasiado caliente para que se formen átomos estables.

El Universo seguirá expandiéndose y enfriándose, pero durante 700.000 años no ocurrirá nada de mucho interés. Por entonces, la

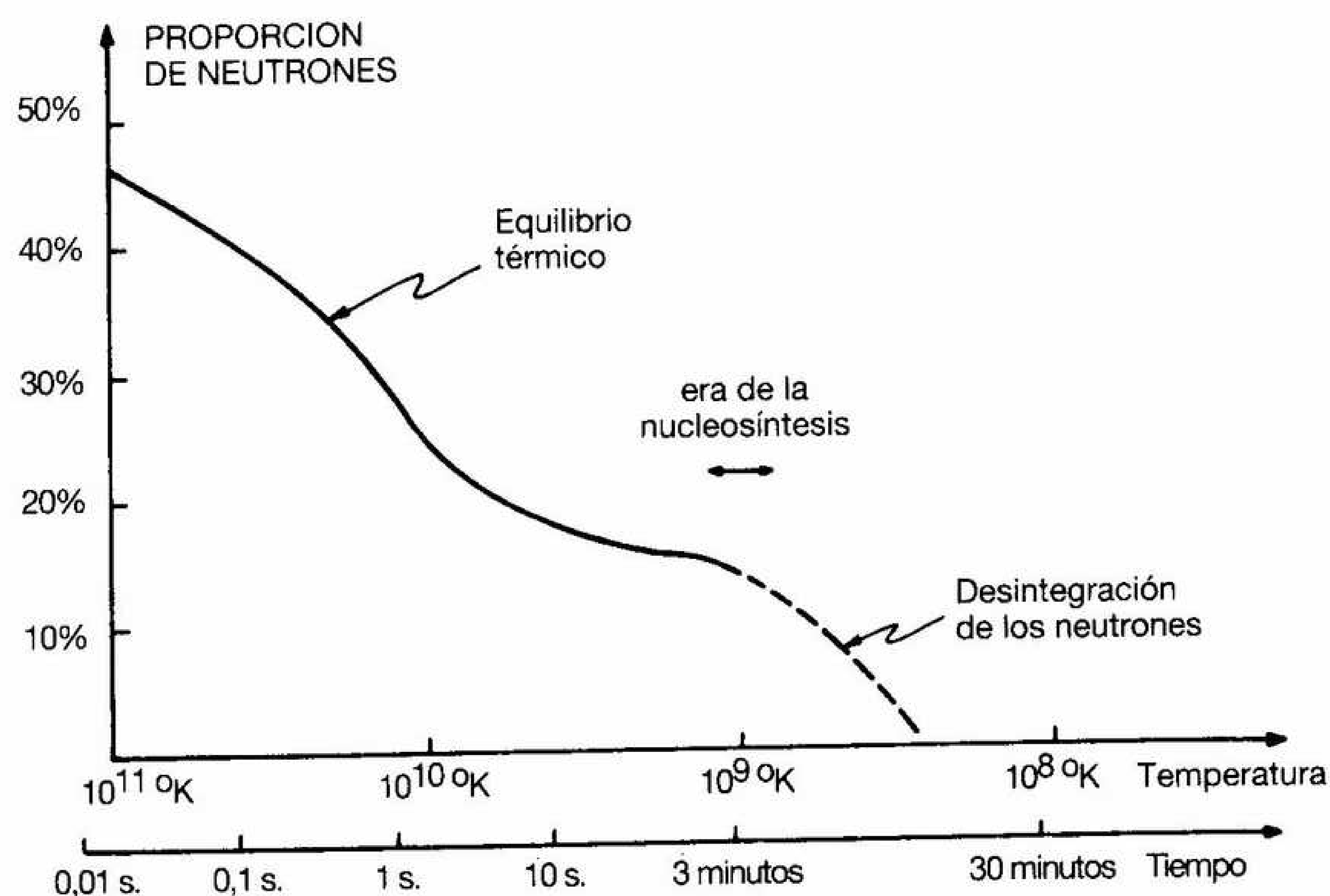


Figura 9. **La variación del balance neutrón-protón**. Se muestra aquí la proporción de neutrones con respecto a todas las partículas nucleares como función de la temperatura y del tiempo. La parte de la curva con la leyenda «equilibrio térmico» describe el período en el cual las densidades y la temperatura son tan altas que se mantiene el equilibrio térmico entre todas las partículas; la proporción de neutrones puede calcularse aquí a partir de la diferencia de masa neutrón-protón, usando las reglas de la mecánica estadística. La parte de la curva rotulada «desintegración de los neutrones» describe el período en el cual han cesado todos los procesos de conversión neutrón-protón, excepto en lo que respecta a la desintegración radiactiva de los neutrones libres. La parte intermedia de la curva depende de cálculos detallados de las tasas de transición de las interacciones débiles. La parte discontinua de la curva muestra lo que ocurriría si se impidiera de algún modo la formación de núcleos. En realidad, en algún tiempo del período indicado por la flecha con la leyenda «era de la nucleosíntesis», los neutrones se reúnen rápidamente en núcleos de helio, y la proporción de neutrones a protones queda fija en el valor que tiene en ese momento. También puede usarse esta curva para estimar la proporción (en peso) del helio producido cosmológicamente: para cualquier valor dado de la temperatura o el tiempo de la nucleosíntesis, es el doble de la proporción de neutrones en ese tiempo.

temperatura caerá al punto en que puedan formarse núcleos y átomos estables; la falta de electrones libres hará que el contenido del Universo sea transparente a la radiación; y el desacoplamiento de la materia y la radiación permitirá a la materia comenzar a crear gala-

xias y estrellas. Después de otros 10.000 millones de años, aproximadamente, los seres vivos comenzarán a reconstruir esta historia.

Esta descripción del Universo primitivo tiene una consecuencia que puede ponerse a prueba inmediatamente en la observación: el material que quedó después de los tres primeros minutos, del cual se formaron originalmente las estrellas, estaba formado por un 22 a 28 por ciento de helio, y todo lo demás era hidrógeno. Como hemos visto, este resultado depende del supuesto de que hay una enorme proporción de fotones con respecto a las partículas nucleares, lo cual a su vez se basa en la temperatura comprobada de 3 ° K del actual fondo de radiación cósmica de microondas. El primer cálculo de la producción cosmológica de helio que hizo uso de la temperatura de la radiación media fue llevado a cabo por P. J. E. Peebles en Princeton, en 1965, poco después del descubrimiento del fondo de microondas por Penzias y Wilson. Un resultado similar obtuvieron independientemente y casi al mismo tiempo Robert Wagoner, William Fowler y Fred Hoyle. Ese resultado fue un notable éxito para el modelo corriente, porque por entonces ya había estimaciones independientes según las cuales el Sol y otras estrellas, en su origen, estuvieron compuestos en su mayor parte por hidrógeno, ¡con un 20 a 30 por ciento de helio, aproximadamente!

Por supuesto, en la Tierra hay muy poco helio, pero esto obedece a que los átomos de helio son tan ligeros y tan inertes químicamente que la mayoría de ellos escaparon de la Tierra hace muchísimo tiempo. Los cálculos de la abundancia primordial de helio en el Universo se basan en comparaciones de cálculos detallados de la evolución estelar con análisis estadísticos de propiedades estelares observadas, más la observación directa de las líneas del helio en los espectros de estrellas calientes y del material interestelar. En realidad, como revela su nombre, el helio fue identificado por primera vez como elemento en los estudios del espectro de la atmósfera solar, realizados en 1868 por J. Norman Lockyer.

A principios de la década de 1960-1970 algunos astrónomos observaron que la abundancia de helio en la galaxia no sólo es grande, sino también que no varía de un lugar a otro tanto como la abundancia de elementos más pesados. Esto, desde luego, es lo que cabría esperar si los elementos pesados fueron producidos en las estrellas, mientras

que el helio fue producido en el Universo primitivo, antes de comenzar a formarse ninguna estrella. Hay aún muchas incertidumbres y variaciones en las estimaciones de las proporciones nucleares, pero los indicios de una proporción originaria de helio de un 20 a un 30 por ciento son suficientemente fuertes como para dar un gran estímulo a los defensores del modelo corriente.

Además de la gran cantidad de helio producido al final de los tres primeros minutos, hubo también rastros de núcleos más ligeros, principalmente deuterio (hidrógeno con un neutrón adicional) y el isótopo ligero del Helio He^3, que escaparon de ser incorporados a los núcleos de helio ordinario. (Su abundancia fue calculada por vez primera en el artículo de 1967 de Wagoner, Fowler y Hoyle.) A diferencia de la abundancia de helio, la proporción de deuterio es muy sensible a la densidad de partículas nucleares en la época de la nucleosíntesis: para densidades mayores, las reacciones nucleares eran más veloces, de modo que casi todo el deuterio se habría convertido en helio. Para ser específicos, he aquí los valores de la abundancia de deuterio (en peso) producido en el Universo primitivo, según Wagoner, para tres valores posibles de la proporción de fotones con respecto a las partículas nucleares:

Fotones/partícula nuclear	Abundancia de deuterio (partes por millón)
100 millones	0.00008
1.000 millones	16
10.000 millones	600

Evidentemente, si pudiéramos determinar la abundancia original de deuterio que existió antes de que comenzase la formación de estrellas, podríamos hacer una determinación precisa de la razón entre fotones y partículas nucleares; conociendo la actual temperatura de la radiación de 3° K, podríamos entonces asignar un valor preciso a la actual densidad de masa nuclear del Universo y determinar si es abierto o cerrado.

Desafortunadamente ha sido muy difícil determinar la abundancia de deuterio realmente originaria. El valor clásico para la abundancia en peso de deuterio en el agua de la Tierra es de 150 partes por millón. (Este es el deuterio que se usará para abastecer de combustible a los reactores termonucleares, si es posible controlar adecuadamente las reacciones termonucleares.) Sin embargo, ésta es una cifra insegura; el hecho de que los átomos de deuterio sean dos veces más pesados que los de hidrógeno hace algo más probable que estén unidos en moléculas de agua pesada (HDO), de modo que puede haber escapado del campo gravitacional de la Tierra una proporción menor de deuterio que de hidrógeno. Por otro lado, la espectroscopia indica una proporción muy baja de deuterio en la superficie del Sol: menos de cuatro partes por millón. Esta también es una cifra insegura, pues el deuterio de las regiones externas del Sol puede haber sido destruido en su mayor parte por fusión con el hidrógeno para formar el isótopo ligero del helio, He^3.

Nuestro conocimiento de la abundancia cósmica de deuterio recibió una base mucho más firme gracias a las observaciones en ultravioleta realizadas en 1973 desde el satélite artificial *Copernicus*. Los átomos de deuterio, como los de hidrógeno, pueden absorber luz ultravioleta a ciertas longitudes de onda definidas, correspondientes a las transiciones en las que el átomo se excita del estado de menor energía a uno de los estados superiores. Estas longitudes de onda dependen en cierta medida de la masa del núcleo atómico, de modo que el espectro ultravioleta de una estrella cuya luz pasa por una mezcla interestelar de hidrógeno y deuterio estará atravesado por una serie de líneas de absorción oscuras, cada una de ellas escindida en dos componentes, uno del hidrógeno y otro del deuterio. La oscuridad relativa de cualquier par de componentes de una línea de absorción da inmediatamente la proporción relativa de hidrógeno y deuterio en la nube interestelar. Por desgracia, la atmósfera de la Tierra hace muy difícil la astronomía ultravioleta desde el suelo. El satélite *Copernicus* llevaba un espectómetro del ultravioleta que fue utilizado para estudiar las líneas de absorción en el espectro de la estrella caliente β del Centauro; a partir de sus intensidades relativas, se halló que el medio interestelar que se encuentra entre nosotros y β del Centauro contiene unas 20 partes por millón (en peso) de deuterio. Observaciones más recientes de las líneas de absorción del ultravioleta en los espectros de otras estrellas calientes dan resultados similares.

Si estas 20 partes por millón de deuterio fueron creadas realmente en el Universo primitivo, entonces debe haber habido (y debe haber

ahora) unos 1.100 millones de fotones por partícula nuclear (véase la tabla anterior). A la actual temperatura de radiación cósmica de 3 ° K hay 550.000 fotones por litro, de modo que debe haber ahora unas 500 partículas nucleares por millón de litros. Esto es considerablemente menos que la densidad mínima para un Universo cerrado, la cual, como vimos en el capítulo 2, es aproximadamente de 3.000 partículas nucleares por millón de litros. La conclusión sería que el Universo es abierto; esto es, las galaxias se desplazan a la velocidad de escape, y el Universo seguirá expandiéndose eternamente. Si parte del medio interestelar ha sido procesado en estrellas que tienden a destruir el deuterio (como en el Sol), entonces la proporción de deuterio cosmológicamente producido debe haber sido aún mayor que las 20 partes por millón halladas por el satélite *Copernicus*, de manera que la densidad de las partículas nucleares tiene que haber sido menor que 500 partículas por millón de litros, lo cual refuerza la conclusión de que vivimos en un Universo abierto y en eterna expansión.

Debo decir que, personalmente, hallo esta línea de argumentación poco convincente. El deuterio no es como el helio; aunque su abundancia parezca mayor de lo que cabría esperar en un Universo cerrado y relativamente denso, el deuterio es aún sumamente raro en términos absolutos. Podemos suponer que este deuterio ha sido producido en fenómenos astrofísicos «recientes»: supernovas, rayos cósmicos, quizá hasta objetos casi estelares. No es éste el caso del helio; la proporción de helio del 20 al 30 por ciento no puede haber sido creada recientemente sin liberar enormes cantidades de radiación, que no observamos. Se arguye que las 20 partes por millón de deuterio halladas por el *Copernicus* no pueden haber sido producidas por ningún mecanismo astrofísico común sin haber producido también cantidades inadmisiblemente grandes de los otros elementos ligeros raros: litio, berilio y boro. Sin embargo, no creo que podamos estar seguros de que este rastro de deuterio no fue producido por algún mecanismo cosmológico que aún nadie ha imaginado.

Hay otro remanente del Universo primitivo que está presente en todo nuestro alrededor, y sin embargo parece imposible de observar. Vimos en el tercer fotograma que los neutrinos se han comportado como partículas libres desde que la temperatura cósmica cayó por debajo de los 10.000 millones de grados Kelvin. Durante este tiempo, las longitudes de onda de los neutrinos sencillamente se han alargado

en proporción al tamaño del Universo; por consiguiente, el número y la distribución de energía de los neutrinos han seguido siendo los mismos que si estuvieran en equilibrio térmico, pero con una temperatura que ha disminuido en proporción inversa al tamaño del Universo. Esto es lo mismo que ha ocurrido con los fotones durante ese tiempo, aunque los fotones permanecieron en equilibrio térmico más tiempo que los neutrinos. Por ende, la actual temperatura de los neutrinos debe ser aproximadamente la misma que la actual temperatura de los fotones. Habría, por lo tanto, unos 1.000 millones de neutrinos y antineutrinos por cada partícula nuclear en el Universo.

Al respecto podemos ser considerablemente más precisos. Un poco después de que el Universo se hiciese transparente a los neutrinos, los electrones y positrones comenzaron a aniquilarse, calentando los fotones pero no los neutrinos. En consecuencia, la actual temperatura de los neutrinos tendría que ser un poco *menor* que la actual temperatura de los fotones. Es bastante fácil calcular que la temperatura de los neutrinos es menor que la de los fotones en un factor de la raíz cúbica de 4/11, o sea, un 71,38 por ciento; luego los neutrinos y los antineutrinos aportan al Universo una energía que es el 45,42 por ciento de la que aportan los fotones (véase la nota matemática 6, p. 169-171). Aunque no lo he dicho explícitamente, siempre que me he referido anteriormente a los tiempos de expansión cósmica, he tomado en cuenta esta densidad de energía adicional de los neutrinos.

La más espectacular confirmación posible del modelo corriente del Universo primitivo sería la detección de este fondo de neutrinos. Tenemos una predicción firme sobre su temperatura: es el 71,38 por ciento de la temperatura de los fotones, o aproximadamente 2 ° K. La única incertidumbre teórica real con respecto al número y la distribución de la energía de los neutrinos reside en la cuestión de si la densidad de número leptónico es pequeña, como hemos supuesto. (Recuérdese que el número leptónico es el número de neutrinos y otros leptones *menos* el número de antineutrinos y otros antileptones.) Si la densidad de número leptónico es tan pequeña como la densidad de número bariónico, entonces el número de neutrinos y el de antineutrinos serían iguales, de una parte en mil millones. En cambio, si la densidad de número leptónico es comparable a la densidad de número fotónico, habría una «degeneración», un apreciable exceso de neutrinos (o de antineutrinos) y una deficiencia de anti-

neutrinos (o de neutrinos). Tal degeneración habría afectado al cambio del balance neutrón-protón en los tres primeros minutos, y por ende modificado las cantidades de helio y deuterio producidos cosmológicamente. La observación de un fondo cósmico de neutrinos y antinéutrinos a 2 ° K permitiría resolver inmediatamente la cuestión de si el Universo tiene o no un número leptónico grande, pero, mucho más importante aún, probaría que el modelo corriente del Universo primitivo es realmente verdadero.

Por desgracia, los neutrinos interaccionan tan débilmente con la materia ordinaria que nadie ha podido idear ningún método para observar un fondo cósmico de neutrinos a 2 ° K. Es un problema verdaderamente atormentador: hay unos mil millones de neutrinos y antineutrinos por cada partícula nuclear, ¡pero nadie sabe cómo detectarlos! Tal vez algún día se le ocurra a alguien cómo hacerlo.

Al seguir esta descripción de los primeros minutos, el lector quizá experimente la sensación de que los científicos tienen un exceso de confianza. Tal vez tenga razón. Sin embargo, no creo que la mejor manera de promover el avance científico sea mantener un espíritu abierto a rajatabla. A menudo es necesario olvidar las propias dudas y seguir las consecuencias de nuestros supuestos dondequiera nos conduzcan: lo importante no es estar libre de prejuicios teóricos, sino tener los prejuicios teóricos correctos. Y siempre, la prueba a la que debe someterse todo preconcepto teórico reside en aquello a lo cual conduce. El modelo corriente del Universo primitivo ha registrado algunos éxitos y brinda un marco teórico coherente para futuros programas experimentales. Esto no significa que sea verdadero, pero sí significa que merece ser tomado en serio.

Sin embargo, hay una gran incertidumbre que pende como una nube oscura sobre el modelo corriente. Subyacente en todos los cálculos descritos en este capítulo está el principio cosmológico, el supuesto de que el Universo es homogéneo e isótropo (véase p. 16); por «homogéneo», queremos significar que el Universo presenta el mismo aspecto a todo observador que sea arrastrado por la expansión general del Universo, dondequiera que este observador pueda estar situado; por «isótropo», queremos significar que el Universo presenta el mismo aspecto en todas las direcciones para un observador semejante. Sabemos por observación directa que el fondo de radiación cósmica de microondas es altamente isótropo a nuestro alrededor, y de esto inferimos que el Universo ha sido altamente isótropo y homogéneo desde que la radiación salió del estado de equilibrio con la materia, a una temperatura de unos 3.000 ° K. Sin embargo, no tenemos ninguna prueba de que el principio cosmológico sea válido para épocas anteriores.

Es posible que el Universo fuera inicialmente no homogéneo y anisótropo, pero posteriormente se haya homogeneizado a causa de las fuerzas de fricción ejercidas por las partes del Universo en expansión unas sobre otras. Tal modelo «mixto» ha sido defendido particularmente por Charles Misner, de la Universidad de Maryland. Hasta es posible que el calor generado por la homogeneización e isotropización friccionales del Universo sea el causante de la enorme proporción actual de mil millones a uno de los fotones a las partículas nucleares. Sin embargo, hasta donde alcanza mi conocimiento, nadie puede decir por qué el Universo habría de tener un grado inicial específico de ausencia de homogeneidad y de anisotropía, y nadie sabe cómo calcular el calor producido por su homogeneización.

En mi opinión, la respuesta apropiada a tales incertidumbres no es (como creen algunos cosmólogos) desechar el modelo corriente, sino más bien tomarlo muy en serio y desarrollar totalmente sus consecuencias, aunque sólo sea con la esperanza de hallar una incompatibilidad con la observación. Ni siquiera es claro que una gran anisotropía y falta de homogeneidad iniciales modificasen mucho la historia presentada en este capítulo. Podría ser que el Universo se haya homogeneizado en los primeros segundos; en ese caso, la producción cosmológica de helio y deuterio podría calcularse como si el principio cosmológico hubiera sido siempre válido. Aun si la anisotropía y la ausencia de homogeneidad hubiesen persistido más allá de la era de la síntesis del helio, la producción de helio y deuterio en todo grumo en expansión uniforme sólo dependería del ritmo de expansión dentro del grumo, y no sería muy diferente de la producción calculada en el modelo corriente. Hasta podría ser que todo el Universo sujeto a nuestra mirada cuando remontamos todo el camino de vuelta a la época de la nucleosíntesis sólo sea un grumo homogéneo e isótropo dentro de un universo más grande no homogéneo y anisótropo.

La incertidumbre que rodea al principio cosmológico se hace realmente importante cuando miramos retrospectivamente hacia el comienzo mismo o hacia el fin futuro del Universo. Seguiré apoyán-

dome en este principio en la mayor parte de los dos últimos capítulos. Sin embargo, debe admitirse siempre que nuestros modelos cosmológicos sencillos pueden describir sólo una pequeña parte del Universo o una parte limitada de su historia.

VI
UNA DIGRESIÓN HISTÓRICA

Apartémonos por un momento de la historia del Universo primitivo y abordemos la historia de la investigación cosmológica en las tres últimas décadas. Especialmente, quiero examinar aquí un problema histórico que hallo al mismo tiempo desconcertante y fascinante. La detección del fondo de radiación cósmica de microondas en 1965 fue uno de los más importantes descubrimientos científicos del siglo XX. ¿Por qué se hizo por accidente? O, para plantearlo de otra manera: ¿por qué no hubo una búsqueda sistemática de esa radiación muchos años antes de 1965?

Como vimos en el capítulo anterior, el valor actual medido de la temperatura del fondo de radiación y la densidad de masa del Universo nos permiten predecir proporciones cósmicas de los elementos ligeros que concuerdan bien con la observación. Mucho antes de 1965 habría sido posible hacer retrospectivo este cálculo, para predecir un fondo cósmico de microondas y comenzar su búsqueda. A partir de las actuales proporciones cósmicas observadas –del 20 al 30 por ciento de helio y del 70 al 80 por ciento de hidrógeno–, habría sido posible inferir que la nucleosíntesis debió, pues, comenzar en un tiempo en que la proporción de neutrones entre las partículas nucleares disminuyó del 10 a 15 por ciento. (Recuérdese que la actual proporción de helio, en peso, es el doble de la proporción de neutrones en la época de la nucleosíntesis.) La proporción de neutrones alcanzó este valor cuando el Universo estaba a una temperatura de unos 1.000 millones de grados Kelvin (10^9 ° K). La condición de que la nucleosíntesis comenzara en ese momento permitiría efectuar una

estimación aproximada de la densidad de partículas nucleares a la temperatura de 10^9 °K, mientras la densidad de los fotones a esta temperatura puede calcularse a partir de las propiedades conocidas de la radiación del cuerpo negro. Luego, también podía conocerse en ese momento la proporción entre la cantidad de fotones y la de partículas nucleares. Pero esta proporción no cambia, de modo que se la conocería igualmente bien para el tiempo presente. Partiendo de las observaciones de la densidad actual de partículas nucleares, se podría conocer la densidad actual de fotones e inferir la existencia de un fondo de radiación cósmica de microondas con una temperatura actual comprendida entre 1° y 10 °K. Si la historia de la ciencia fuera tan sencilla y directa como la historia del Universo, alguien habría hecho una predicción siguiendo esta línea de razonamiento en los años cuarenta o cincuenta, y habría sido esta predicción la que hubiera estimulado a los radioastrónomos a buscar el fondo de radiación. Pero no es esto lo que ocurrió.

En realidad, una predicción semejante sí se hizo en 1948, pero no indujo a la búsqueda de la radiación. A fines de la década de 1940-1950, George Gamow y sus colegas Ralph A. Alpher y Robert Herman exploraron una teoría cosmológica de la «gran explosión». Supusieron que el Universo había estado compuesto en un comienzo por neutrones puros, y que luego los neutrones comenzaron a convertirse en protones por el conocido proceso de desintegración radiactiva en el cual un neutrón se transforma espontáneamente en un protón, un electrón y un antineutrino. En algún momento de la expansión se habría enfriado lo suficiente para que fuera posible la construcción de elementos pesados a partir de los neutrones y protones, por una rápida secuencia de capturas de neutrones. Alpher y Herman hallaron que a fin de explicar las actuales proporciones observadas de elementos ligeros, era necesario suponer una razón entre fotones y partículas nucleares del orden de los mil millones. Utilizando estimaciones de la actual densidad cósmica de las partículas nucleares, llegaron a predecir la existencia de un fondo de radiación permanente del Universo primitivo, ¡a una temperatura actual de 5 °K!

Los cálculos originales de Alpher, Herman y Gamow no eran correctos en todos sus detalles. Como vimos en el capítulo anterior, el Universo probablemente estuvo formado en un comienzo por

igual número de neutrones y de protones, y no de neutrones solamente. Por otro lado, la conversión de neutrones en protones (y a la inversa) se produjo principalmente por colisiones con electrones, positrones, neutrinos y antineutrinos, no por la desintegración radiactiva de los neutrones. Estos puntos fueron señalados en 1950 por C. Hayashi, y para 1953 Alpher y Herman (junto con J. W. Follin, Jr.) habían revisado su modelo y efectuado un cálculo sustancialmente correcto del cambiante balance neutrón-protón. Este fue, en efecto, el primer análisis totalmente moderno de la historia primitiva del Universo.

Sin embargo, nadie, ni en 1948 ni en 1953, se puso a buscar la radiación de microondas predicha. En verdad, durante varios años antes de 1965, los astrofísicos no sabían, en general, que las proporciones de hidrógeno y de helio requerían la existencia en el Universo actual de un fondo de radiación cósmica que podía realmente ser observado. Lo sorprendente aquí no es tanto el hecho de que los astrofísicos no conocieran la predicción de Alpher y Herman: un artículo o dos siempre pueden perderse de vista en el gran océano de la literatura científica. Mucho más desconcertante es que nadie más siguiera la misma línea de razonamiento durante más de una década. Todos los materiales teóricos estaban a mano. Sólo en 1964 se comenzaron nuevamente los cálculos de la nucleosíntesis en un modelo de «gran explosión», por Ya. B. Zeldovich en Rusia, Hoyle y R. J. Tayler en Inglaterra y Peebles en los Estados Unidos, todos los cuales trabajaban independientemente. Sin embargo, por aquel entonces Penzias y Wilson ya habían iniciado sus observaciones en Holmdel, y el descubrimiento del fondo de microondas se produjo sin ninguna incitación por parte de los teróricos cosmológicos.

Es también desconcertante que quienes *conocían* la predicción de Alpher y Herman no le dieron mucha importancia. Los mismos Alpher, Follin y Herman, en su artículo de 1953, dejaron el problema de la nucleosíntesis para «estudios futuros», de modo que no volvieron a calcular la temperatura previsible del fondo de radiación de microondas sobre la base de su modelo mejorado. (Tampoco mencionaron su anterior predicción de que cabía esperar un fondo de radiación a 5 °K. Informaron sobre algunos cálculos de la nucleosíntesis en una reunión de la American Physical Society de 1953, pero los tres se trasladaron a laboratorios diferentes y la labor nunca fue expuesta

por escrito en una forma definitiva.) Años más tarde, en una carta a Penzias escrita después del descubrimiento del fondo de radiación de microondas, Gamow señaló que en un artículo suyo de 1953 publicado en las *Actas de la Real Academia Danesa*, había predicho un fondo de radiación con una temperatura de 7° K, que es aproximadamente del orden de magnitud correcto. Sin embargo, una ojeada a ese artículo de 1953 revela que la predicción de Gamow se basaba en un argumento matemáticamente falaz relacionado con la edad del Universo, y no con su propia teoría de la nucleosíntesis cósmica.

Podría argüirse que las proporciones cósmicas de elementos ligeros no eran suficientemente bien conocidas en el decenio de 1950-1960 y a principios del de 1960-1970 para poder sacar conclusiones precisas sobre la temperatura del fondo de radiación. Es verdad que ni siquiera hoy estamos realmente seguros de que la proporción universal de helio sea del orden del 20 al 30 por ciento. Con todo, el punto importante es que desde mucho antes de 1960 se había creído que la mayor parte de la masa del Universo estaba formada por hidrógeno. (Por ejemplo, un estudio realizado en 1956 por Hans Suess y Harold Urey daba una abundancia de hidrógeno del 75 por ciento en peso.) Y el hidrógeno *no* es producido en las estrellas, sino que es la forma primitiva de combustible del cual obtienen las estrellas su energía para formar elementos más pesados. Esto basta para indicarnos que debe haber una gran proporción de fotones con respecto a partículas nucleares, suficiente para impedir la transformación de todo el hidrógeno en helio y en elementos más pesados en el Universo primitivo.

Cabe preguntarse: ¿cuándo fue tecnológicamente posible observar un fondo de radiación isótropa de 3° K? Es difícil responder con precisión a esta pregunta, pero mis colegas experimentadores me dicen que la observación hubiera podido hacerse mucho antes de 1965, probablemente a mediados de la década de 1950-1960 y quizás aun a mediados de la de 1940-1950. En 1946 un equipo del laboratorio de radiación del MIT, dirigido nada menos que por Robet Dicke, pudo establecer un límite superior para cualquier fondo de radiación isótropo extraterrestre: la temperatura equivalente era de menos de 20° K para longitudes de onda de 1,00, 1,25 y 1,50 centímetros. Esta medición fue un subproducto de estudios sobre la absorción atmosférica, y ciertamente no formaba parte de un programa de cosmología de

observación. (En efecto, Dicke me informa que por la época en que comenzó a interrogarse por un posible fondo de radiación cósmica de microondas ¡había olvidado el límite de 20° K a la temperatura del fondo de radiación que él mismo había obtenido dos décadas antes!)

No me parece que sea históricamente muy importante establecer con gran exactitud el momento en que se hizo posible la detección de un fondo isótropo de microondas a 3° K. ¡El punto importante es que los radioastrónomos no sabían que debían tratar de hallarlo! En contraste con esto, considérese la historia del neutrino. Cuando Pauli lanzó por primera vez la hipótesis del neutrino, en 1932, era evidente que no había ninguna posibilidad de observarlo en ningún experimento que fuera realizable por entonces. Sin embargo, la detección de neutrinos quedó fija en la mente de los físicos como un estimulante objetivo, y cuando se dispuso de reactores nucleares para tales fines, en el decenio de 1950-1960, el neutrino fue buscado y hallado. El contraste es aún más agudo en el caso del antiprotón. Después de que se descubrió el positrón en los rayos cósmicos, en 1932, los teóricos suponían en general que el protón –al igual que el electrón– debía tener una antipartícula. No había ninguna posibilidad de producir antiprotones con los primeros ciclotrones de la década de 1930-1940, pero los físicos siguieron atentos al problema, y en la década de 1950-1960 se construyó especialmente un acelerador (el Bevatrón de Berkeley) con el fin de disponer de energía suficiente para producir antiprotones. Nada de esto ocurrió en el caso del fondo de radiación cósmica de microondas, hasta que Dicke y sus colaboradores se dispusieron a detectarlo en 1964. ¡Ni siquiera entonces el grupo de Princeton conocía la obra de Gamow, Alpher y Herman de diez años antes!

¿Qué es lo que andaba mal, pues? Es posible rastrear aquí al menos tres razones interesantes por las que no se apreció en general, en el decenio de 1950-1960 y a principios del de 1960-1970, la importancia de una búsqueda del fondo de radiación de microondas de 3° K.

Primero, debe comprenderse que Gamow, Alpher, Herman, Follin y otros trabajaban en el contexto de una teoría cosmogónica más amplia. En su teoría de la «gran explosión», se suponía que esencialmente *todos* los núcleos complejos se formaban en el Universo primitivo por un proceso de rápida adición de neutrones. Sin embargo, aunque esta teoría predecía correctamente las proporciones de

algunos elementos pesados, ¡tenía dificultades para explicar justamente por qué hay elementos pesados! Como ya dijimos, no hay núcleos estables con cinco u ocho partículas nucleares, de manera que no es posible formar núcleos más pesados que el helio añadiendo neutrones o protones a los núcleos de helio (He^4) o fundiendo pares de núcleos de helio. (Este obstáculo fue observado por primera vez por Enrico Fermi y Anthony Turkevich.) Dada esta dificultad, es fácil comprender por qué los teóricos no estaban dispuestos a tomar en serio el cálculo de la producción de helio en esta teoría.

La teoría cosmológica de la síntesis de elementos perdió más terreno a medida que se hicieron mejoras en la teoría alternativa, la de que los elementos se forman en las estrellas. En 1952, E.E. Salpeter mostró que las lagunas en los núcleos con cinco u ocho partículas nucleares podían llenarse en los centros estelares densos ricos en helio: el choque de dos núcleos de helio produce un núcleo inestable de berilio (Be^8), y en estas condiciones de elevada densidad el núcleo de berilio puede chocar con otro núcleo de helio antes de desintegrarse, produciendo un núcleo de carbono estable (C^{12}). (La densidad del Universo en el tiempo de la nucleosíntesis cosmológica es demasiado baja para que este proceso ocurra por entonces.) En 1957 apareció un famoso artículo de Geoffrey y Margaret Burbidge, Fowler y Hoyle, en el que se demostraba que los elementos pesados pueden formarse en las estrellas, particularmente en las explosiones estelares como las supernovas, durante períodos de intenso flujo neutrónico. Pero ya antes de la década de 1950-1960 había una poderosa inclinación entre los astrofísicos a creer que en las estrellas se producen todos los elementos, fuera del hidrógeno. Hoyle me ha señalado que esto puede haber sido un resultado del esfuerzo que habían tenido que realizar los astrónomos en las primeras décadas de este siglo para comprender la fuente de la energía producida en las estrellas. Para 1940, la obra de Hans Bethe y otros había puesto en claro que los procesos fundamentales eran la fusión de cuatro núcleos de hidrógeno en un núcleo de helio, y este resultado había llevado en los años cuarenta y cincuenta a rápidos avances en la comprensión de la evolución estelar. Como dice Hoyle, después de todos estos éxitos, a muchos astrofísicos les parecía perverso dudar de que las estrellas son la sede de la formación de elementos.

Pero la teoría estelar de las nucleosíntesis también tuvo sus problemas. Es difícil ver cómo las estrellas podrían elaborar una proporción de helio del 25 al 30 por ciento; en realidad, la energía que liberaría esta fusión sería mucho mayor que la que parecen emitir en todo su tiempo de vida. La teoría cosmológica se quitó de encima esta energía con comodidad: sencillamente se pierde en el corrimiento general hacia el rojo. En 1964, Hoyle y R. J. Tayler señalaron que la gran cantidad de helio del Universo actual puede no haberse producido en las estrellas ordinarias, y efectuaron un cálculo de la cantidad de helio que habría sido producido en las primeras etapas de una «gran explosión» obteniendo una proporción de 36 por ciento en peso. Extrañamente, fijaron el momento en que habría ocurrido la nucleosíntesis a una temperatura más o menos arbitraria de 5.000 millones de grados Kelvin, pese a que esta suposición depende del valor elegido para un parámetro por entonces desconocido: la proporción entre fotones y partículas nucleares. Si hubieran usado su cálculo para evaluar esta proporción a partir de la abundancia de helio *observada*, habrían podido predecir un fondo de radiación de microondas actual con una temperatura de aproximadamente el orden de magnitud correcto. Sin embargo, es sorprendente que Hoyle, uno de los creadores de la teoría del estado estable, estuviese dispuesto a seguir esta línea de razonamiento y reconociese que brindaba elementos de juicio a favor de un modelo del tipo de «gran explosión».

Hoy se cree generalmente que la nucleosíntesis ocurre *tanto* cosmológicamente *como* en las estrellas; el helio y quizás algunos otros núcleos ligeros se sintetizaron en el Universo primitivo, mientras que las estrellas son responsables de todo lo demás. La teoría de la nucleosíntesis basada en la hipótesis de la «gran explosión», al tratar de lograr demasiado, había perdido la plausibilidad que realmente merecía como teoría de la síntesis del helio.

Segundo, se trató de un clásico ejemplo de una ruptura en la comunicación entre teóricos y experimentadores. La mayoría de los teóricos nunca se percataron de que era posible detectar un fondo de radiación isótropo a 3º K. En una carta a Peebles fechada el 23 de junio de 1967, Gamow explicó que ni él ni Alpher y Herman habían considerado la posibilidad de detectar una radiación residual de la «gran explosión», pues en la época en que realizaron su labor cosmológica la radioastronomía se hallaba aún en su infancia. (Alpher y

Herman me informan, sin embargo, que en realidad ellos exploraron la posibilidad de observar el fondo de radiación cósmica con expertos en radar de la Johns Hopkins University, el Laboratorio de Investigación Naval y la Oficina Nacional de Medidas, pero se les dijo que una temperatura de 5 ° o 10 ° de un fondo de radiación era demasiado baja para ser detectada con las técnicas disponibles por entonces.) En cambio, algunos astrofísicos soviéticos sí parece que comprendieron que podía detectarse un fondo de microondas, pero se confundieron por el lenguaje de las revistas técnicas norteamericanas. En un artículo de 1964 Ya. B. Zeldovich realizó un cálculo correcto de la abundancia cósmica de helio para dos valores posibles de la actual temperatura de la radiación, y subrayó correctamente que esas magnitudes se relacionaban porque el número de fotones por partícula nuclear (o la entropía por partícula nuclear) no varía con el tiempo. Sin embargo, parece haberse confundido por el uso del término «temperatura del cielo» [*«sky temperature»*] en un artículo de 1961 de E. A. Ohm, publicado en el *Bell System Technical Journal*, para concluir que la temperatura de radiación que se había medido era inferior a 1° K. (La antena usada por Ohm era el mismo reflector en forma de cuerpo de 20 pies que luego usaron Penzias y Wilson para descubrir el fondo de microondas.) Esto, además de ciertas estimaciones un poco bajas de la abundancia cósmica de helio, llevaron a Zeldovich a abandonar la idea de un Universo primitivo caliente.

Por supuesto, la información no sólo fluía mal de los experimentadores a los teóricos, sino también de los teóricos a los experimentadores. Penzias y Wilson nunca habían oído hablar de la predicción de Alpher y Herman cuando se dispusieron en 1964 a probar su antena.

Tercero, y creo que esto es lo más importante, la teoría de la «gran explosión» no condujo a una búsqueda del fondo de microondas a 3 ° K porque a los físicos les era extrordinariamente difícil tomar en serio *cualquier* teoría sobre el Universo primitivo. (Hablo aquí, en parte, por el recuerdo de mi propia actitud antes de 1965.) Cada una de las dificultades mencionadas antes podía haber sido superada con un poco de esfuerzo. Sin embargo, los tres primeros minutos están tan lejos de nosotros en el tiempo, las condiciones de temperatura y densidad son tan poco familiares, que nos sentimos incómodos al aplicar nuestras teorías ordinarias de la mecánica estadística y la física nuclear.

Esto ocurre a menudo en física: nuestro error no reside en tomar demasiado en serio nuestras teorías, sino en no tomarlas suficientemente en serio. Siempre resulta difícil percatarse de que estos números y ecuaciones con los que jugamos en nuestros escritorios tienen alguna relación con el mundo real. Peor aún, a menudo parece haber un acuerdo general en que ciertos fenómenos no constituyen temas adecuados para un respetable esfuerzo teórico y experimental. Gamow, Alpher y Herman merecen enorme crédito sobre todo por estar dispuestos a tomar en serio el Universo primitivo, por tratar de discernir lo que las leyes físicas pueden decirnos sobre los tres primeros minutos. Sin embargo, ni siquiera ellos dieron el paso final: convencer a los radioastrónomos de que debían buscar un fondo de radiación de microondas. El más importante logro que debemos al descubrimiento último del fondo de radiación de 3 ° K, en 1965, fue obligarnos a todos a tomar en serio la idea de que *hubo* un Universo primitivo.

Me he explayado sobre esta oportunidad perdida porque me parece que ése es el tipo más aclarador de historia de la ciencia. Es comprensible que mucho de la historiografía de la ciencia trate de sus éxitos, de sus afortunados descubrimientos accidentales, de sus brillantes deducciones o de los grandes y mágicos avances que imprime un Newton o un Einstein. Peor no creo realmente posible comprender los éxitos de la ciencia sin comprender cuán *difícil* es, cuán fácil es extraviarse, cuán arduo es saber en cada momento qué es lo próximo que debe hacerse.

VII

EL PRIMER CENTÉSIMO DE SEGUNDO

Nuestra descripción de los tres primeros minutos, en el capítulo 5, no empezó desde el comienzo. Por el contrario, empezamos con un «primer fotograma» en que la temperatura cósmica se había enfriado a 100.000 millones de grados Kelvin, y las únicas partículas presentes en grandes cantidades eran los fotones, los electrones, los neutrinos y sus correspondientes antipartículas. Si éstos fueron realmente los únicos tipos de partículas de la naturaleza, quizá podamos extrapolar la expansión del Universo hacia atrás en el tiempo e inferir que debe haber habido un verdadero comienzo, un estado de temperatura y densidad infinitas, que existió 0,0108 segundos antes de nuestro primer fotograma.

Sin embargo, la física moderna conoce muchos otros tipos de partículas: muones, mesones pi, protones, neutrones, etcétera. Cuando nos remontamos a tiempos cada vez más primitivos, encontramos temperaturas y densidades tan elevadas que todas estas partículas deben de haber estado presentes en grandes números en equilibrio térmico, y todas en un estado de continua interacción. Por razones que espero aclarar, sencillamente no sabemos lo suficiente sobre la física de las partículas elementales como para poder calcular las propiedades de tal mezcla con ninguna seguridad. Así, nuestra ignorancia de la física microscópica se cierne como un velo que oscurece nuestra visión del comienzo mismo.

Naturalmente, es tentador tratar de espiar detrás de ese velo. La tentación es particularmente fuerte para los teóricos como yo, cuya labor ha tenido mucho más que ver con la física de partículas elemen-

tales que con la astrofísica. Muchas de las ideas interesantes en la física de partículas contemporánea tienen consecuencias tan sutiles que son extraordinariamente difíciles de someter a prueba en los laboratorios actuales, pero sus consecuencias son sumamente espectaculares cuando se las aplica al Universo primitivo.

El primer problema con que nos enfrentamos al considerar retrospectivamente temperaturas superiores a los 100.000 millones de grados lo plantean las «interacciones fuertes» de las partículas elementales. Las interacciones fuertes son las fuerzas que mantienen unidos a neutrones y protones en el núcleo atómico. No son familiares en la vida cotidiana, como las fuerzas electromagnéticas y las gravitacionales, porque su alcance es sumamente corto, aproximadamente un diez billonésimo de centímetro (10^{-13} cm). Aun en las moléculas, cuyos núcleos están típicamente a unos pocos cientos de millonésimos de centímetro (10^{-8} cm) de distancia, las interacciones fuertes entre diferentes núcleos prácticamente no tienen ningún efecto. Sin embargo, como indica su nombre, las interacciones fuertes son muy fuertes. Cuando dos protones se acercan lo suficiente, la interacción fuerte entre ellos se hace unas 100 veces mayor que la repulsión eléctrica; por eso, las interacciones fuertes pueden mantener unidos los núcleos atómicos contra la repulsión eléctrica de casi 100 protones. La explosión de una bomba de hidrógeno es causada por su reordenamiento de neutrones y protones que les permite unirse más estrechamente mediante las interacciones fuertes; la energía de la bomba es precisamente el exceso de energía que libera este reordenamiento.

Es la intensidad de las interacciones fuertes lo que las hace mucho más difíciles de tratar matemáticamente que las interacciones electromagnéticas. Por ejemplo, cuando calculamos la tasa de dispersión de dos electrones debida a la repulsión electromagnética entre ellos, debemos sumar un número infinito de contribuciones, cada una de ellas correspondiente a una particular secuencia de emisión y absorción de fotones y pares electrón-positrón, simbolizados por un «diagrama de Feynman», como los de la figura 10 (el método de cálculo empleado en estos diagramas fue elaborado en el decenio de 1940-1950 por Richard Feynman, por entonces en Cornell; hablando estrictamente, la tasa del proceso de dispersión está dada por el *cuadrado* de una suma de contribuciones, una para cada dia-

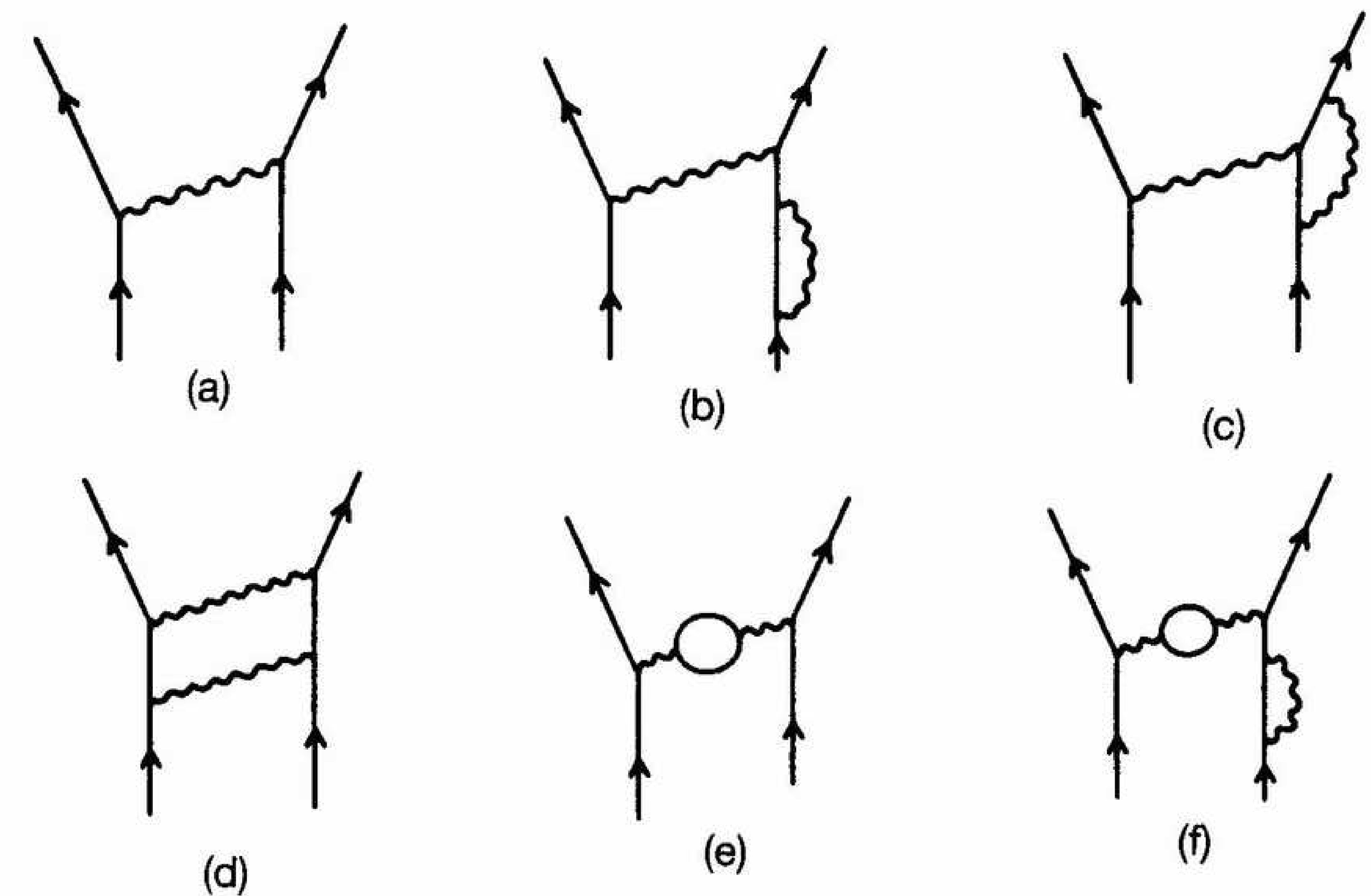


Figura 10. **Algunos diagramas de Feynman.** Se ven aquí algunos de los diagramas de Feynman más sencillos para el proceso de dispersión electrón-electrón. Las líneas rectas representan electrones o positrones; las líneas onduladas, fotones. Cada diagrama representa una cierta magnitud numérica que depende de los momentos y spins de los electrones que entran y salen; la tasa del proceso de dispersión es el cuadro de la suma de estas cantidades, asociadas a todos los diagramas de Feynman. La contribución de cada diagrama a esta suma es proporcional a un número de factores de 1/137 (la constante de estructura fina), dado por el número de líneas fotónicas. El diagrama (a) representa el intercambio de un solo fotón y constituye la principal contribución, proporcional a 1/137. Los diagramas (b), (c), y (e) representan los tipos de diagramas que hacen las correcciones «radiactivas» dominantes a (a); todos ellos hacen contribución del orden de $(1/137)^2$. El diagrama (f) hace una contribución aún más pequeña, proporcional a $(1/137)^3$.

grama). El agregado de una línea interna más a cualquier diagrama disminuye la contribución de éste en un factor aproximadamente igual a una constante fundamental de la naturaleza llamada la «constante de estructura fina». Esta constante es muy pequeña, de alrededor de 1/137,036. Los diagramas complicados, pues, dan pequeñas contribuciones, y podemos calcular la tasa del proceso de dispersión hasta una aproximación adecuada sumando las contribuciones de unos pocos diagramas simples. (Esta es la razón de que nos sintamos

seguros de poder predecir espectros atómicos con casi ilimitada precisión.) Pero con respecto a las interacciones fuertes, la constante que desempeña el papel de la constante de estructura fina es aproximadamente igual a uno, no 1/137, y por tanto, los diagramas complicados hacen contribuciones tan grandes como un diagrama simple. Este problema, el de la dificultad de calcular los ritmos de procesos en los que intervienen interacciones fuertes, ha sido el mayor obstáculo al progreso en la física de partículas elementales en el último cuarto de siglo.

No todos los procesos implican interacciones fuertes. Estas sólo afectan a una clase de partículas conocidas como «hadrones»; entre ellos figuran las partículas nucleares y los mesones pi, así como otras partículas inestables llamadas mesones K, mesones eta, hiperones lambda, hiperones sigma, etcétera. Los hadrones son generalmente más pesados que los leptones (el nombre «leptón» está tomado de la palabra griega que significa «liviano»), pero la diferencia realmente importante entre ellos es que los hadrones son sensibles a los efectos de las interacciones fuertes, mientras que los leptones –los neutrinos, los electrones y los muones– no lo son. El hecho de que los electrones no respondan a la fuerza nuclear es de la mayor importancia: junto con la pequeña masa del electrón, es la causa de que la nube de electrones de un átomo o una molécula sea unas 100.000 veces mayor que los núcleos atómicos, y también de que las fuerzas químicas que mantienen unidos a los átomos en las moléculas sean millones de veces más débiles que las fuerzas que unen a neutrones y protones en los núcleos. Si los electrones de los átomos y las moléculas respondieran a la fuerza nuclear, no habría química, cristalografía ni biología, sino sólo física nuclear.

La temperatura de 100.000 millones de grados Kelvin con la que empezamos en el capítulo 5 fue cuidadosamente elegida por ser inferior al umbral de temperatura de todos los hadrones. (Según el cuadro 1 de la p. 141, el hadrón más ligero, el mesón pi, tiene un umbral de temperatura de aproximadamente 1,6 billones de grados Kelvin.) Así, a lo largo de la historia relatada en el capítulo 5, las únicas partículas presentes en gran número eran leptones y fotones, y sin dificultad alguna, fue posible ignorar las interacciones entre ellos.

¿Cómo abordar las temperaturas superiores, a las que los hadrones y antihadrones habrían estado presentes en grandes cantidades? Hay dos respuestas diferentes, que reflejan dos diferentes escuelas de pensamiento en lo concerniente a la naturaleza de los hadrones.

Según una escuela, realmente no existe nada semejante a un hadrón «elemental». Todo hadrón es tan fundamental como cualquier otro, no sólo los hadrones estables y casi estables como el protón y el neutrón, y no sólo las partículas moderadamente inestables como los mesones pi, los mesones K, los mesones eta y los hiperones, que viven lo suficiente para dejar huellas medibles en las placas fotográficas o las cámaras de burbujas, sino aun las «partículas» totalmente inestables como los mesones rho, que apenas viven, a una velocidad cercana a la de la luz, para travesar un núcleo atómico. Esta doctrina fue elaborada a fines del decenio de 1950-1960 y comienzos del de 1960-1970, particularmente por Geoffrey Chew, de Berkeley, y es conocida por el nombre de la «democracia nuclear».

Con una definición tan liberal de «hadrón», hay literalmente cientos de hadrones conocidos cuyos umbrales de temperatura son inferiores a los cien billones de grados Kelvin, y probablemente cientos más que aún están por descubrirse. En algunas teorías hay un número ilimitado de especies: el número de tipos de partículas aumentará cada vez más rápidamente a medida que exploremos masas cada vez más elevadas. Podría parecer inútil tratar de dar sentido a un mundo semejante, pero la misma complejidad del espectro de partículas podría conducir a algún género de simplicidad. Por ejemplo, el mesón rho es un hadrón que puede ser concebido como un compuesto inestable de dos mesones pi; cuando incluimos explícitamente mesones rho en nuestros cálculos, en cierta medida ya estamos tomando en cuenta la interacción fuerte entre mesones pi; quizás incluyendo explícitamente a *todos* los hadrones en nuestros cálculos termodinámicos, podamos ignorar *todos* los otros efectos de las interacciones fuertes.

Además, si hay realmente un número ilimitado de especies de hadrones, entonces cuando ponemos cada vez más energía en un volumen dado, la energía no seguirá aumentando las velocidades al azar de las partículas, sino que aumentará el número de tipos de partículas presentes en ese volumen. La temperatura, pues no aumentará tan rápidamente con el incremento de la densidad de energía

como ocurriría si el número de especies de hadrones fuera fijo. En efecto, en tales teorías habrá una temperatura *máxima*, un valor de la temperatura para el cual la densidad de energía se haga infinita. Esto sería un límite superior tan insuperable como lo es el cero absoluto como límite inferior. La idea de un máximo de temperatura en la física de los hadrones se debió originalmente a R. Hagedorn, del laboratorio del CERN, de Ginebra, y ha sido desarrollada por otros teóricos, entre ellos Kerson Huang del MIT y yo mismo. Hasta hay una estimación bastante precisa de cuál sería la temperatura máxima; es sorprendentemente baja: aproximadamente de unos dos billones de grados Kelvin (2×10^{12} ° K). Cuanto más nos acercamos al comienzo, la temperatura se acercaría cada vez más al máximo, y la variedad de tipos de hadrones presentes sería cada vez más rica. Sin embargo, aun en estas condiciones exóticas habría habido un comienzo, un tiempo de densidad de energía infinita, aproximadamente un centésimo de segundo antes del primer fotograma del capítulo 5.

Hay otra escuela de pensamiento mucho más convencional, más cercana a la intuición ordinaria que la «democracia nuclear», y en mi opinión también más cercana a la verdad. Según esta escuela, no todas las partículas son iguales; algunas son realmente elementales, y todas las otras son meros compuestos de las partículas elementales. Se piensa que las partículas elementales son el fotón y todos los leptones conocidos, *pero ninguno de los hadrones conocidos*. En cambio, se supone que los hadrones están compuestos de partículas más fundamentales, llamadas «quarks».

La versión original de la teoría del quark se debió a Murray Gell-Mann e (independientemente) a George Zweig, ambos del Instituto Tecnológico de California. La imaginación poética de los físicos teóricos no ha conocido freno en la búsqueda de nombres para los diferentes géneros de quarks. Los quarks se presentan en diferentes tipos, o «sabores», a los que se dan nombres como «arriba», «abajo», «extraño» y «encantado». Además, cada «sabor» de quark puede tener tres distintos «colores», que los teóricos de Estados Unidos habitualmente llaman rojo, blanco y azul. El pequeño grupo de físicos teóricos de Pekín se ha adherido hace tiempo a una versión de la teoría de los quarks, pero los llaman «estratones» en vez de quarks, porque estas partículas representan un estrato más profundo de la realidad que los hadrones ordinarios.

Si la idea del quark es correcta, la física del Universo muy primitivo puede ser más sencilla de lo que se pensaba. Es posible inferir algo acerca de las fuerzas que actúan entre los quarks de su distribución espacial dentro de una partícula nuclear, y esta distribución puede ser determinada a su vez (si el modelo del quark es verdadero) a partir de observaciones de colisiones de altas energías entre electrones y partículas nucleares. De este modo, hace pocos años un trabajo del Stanford Linear Accelerator Center del MIT, halló que la fuerza entre los quarks parece desaparecer cuando los quarks están muy cerca unos de otros. Esto indicaría que, para una temperatura de varios billones de grados Kelvin, los hadrones sencillamente se desmenuzarían en sus quarks constituyentes, así como los átomos se desmenuzan en electrones y núcleos a unos pocos miles de grados, y los núcleos se desmenuzan en protones y neutrones a unos pocos miles de millones de grados. De acuerdo con este cuadro, puede considerarse que en tiempos muy primitivos el Universo estaba constituido de fotones, leptones, antileptones, quarks y antiquarks, todos ellos moviéndose esencialmente como partículas libres, y cada especie de partícula proporcionando otra especie de radiación de cuerpo negro. Es fácil entonces calcular que debe haber habido un comienzo, un estado de densidad infinita y de temperatura infinita, un centésimo de segundo antes del primer fotograma.

Estas ideas más bien intuitivas han recibido recientemente un cimiento matemático mucho más firme. En 1973, tres jóvenes teóricos, Hugh David Politzer de Harvard, David Gross y Frank Wilczek de Princeton, han demostrado que, en una clase especial de teorías cuánticas de campo, las fuerzas entre los quarks realmente se hacen más débiles a medida que los quarks se acercan más. (Las teorías de esta clase son llamadas «teorías de medida no abeliana», por razones demasiado técnicas para que podamos explicarlas aquí.) Tales teorías tienen la notable propiedad de la «libertad asintótica»: a distancias asintóticamente cortas o energías asintóticamente elevadas, los quarks se comportan como partículas libres. J. C. Collins y N. J. Perry de la Universidad de Cambridge hasta han demostrado que, en toda teoría de la libertad asintótica, las propiedades de un medio sometido a una temperatura y una densidad suficientemente elevadas son esencialmente las mismas que si el medio estuviese formado

sólo por partículas libres. La libertad asintótica de estas teorías de medida no abeliana, pues, brinda una sólida justificación matemática para trazar un cuadro muy sencillo del primer centésimo de segundo: el Universo estaba constituido por partículas elementales libres.

El modelo del quark funciona muy bien en una amplia variedad de aplicaciones. Los protones y los neutrones se comportan realmente como si estuviesen formados por tres quarks, los mesones rho por un quark y un antiquark, etcétera. Pero a pesar de este éxito, el modelo del quark presenta un gran problema: aun con las más altar energías que pueden alcanzarse en los aceleradores existentes, hasta ahora ha sido imposible desmenuzar un hadrón en sus quarks componentes.

La misma imposibilidad de aislar quarks libres se presenta en cosmología. Si los hadrones realmente se desmenuzan en quarks libres en las condiciones de elevada temperatura que prevalecen en el Universo primitivo, entonces cabe esperar la presencia de algunos quarks libres que hayan subsistido hasta la época actual. El astrofísico soviético Ya. B. Zeldovich ha calculado que los quarks libres residuales deben ser tan comunes en el Universo actual como los átomos de oro. Es innecesario decir que el oro no es abundante, pero una onza de oro es mucho más fácil de conseguir que una onza de quarks.

El enigma de la inexistencia de quarks libres aislados es uno de los más importantes problemas que se plantean a la física teórica en la actualidad. Gross, Wilczek y yo mismo hemos sugerido que la «libertad asintótica» brinda una explicación posible. Si la fuerza de la interacción entre dos quarks disminuye a medida que se acercan, también aumenta a medida que se alejan. La energía necesaria para separar un quark de los otros quarks en un hadrón ordinario aumenta en proporción a la distancia, y parece que puede llegar a ser bastante grande como para crear nuevos pares quark-antiquark a partir del vacío. Finalmente, se termina, no con varios quarks libres, sino con varios hadrones ordinarios. Es exactamente como tratar de aislar un extremo de una cuerda: si se tira mucho, la cuerda se romperá, pero el resultado final serán dos cuerdas, cada una con dos extremos. Los quarks estaban suficientemente cerca en el Universo primitivo como para no sentir esas fuerzas y podían comportarse como partículas libres. Pero *todo* quark libre del Universo muy primitivo, a medida que el Universo se expandió y se enfrió, debe haberse aniquilado con un antiquark o haber hallado un lugar de reposo dentro de un protón o un neutrón.

Esto basta en cuanto a las interacciones fuertes. Hay otros problemas que nos esperan a medida que nos remontamos hasta el comienzo mismo.

Una consecuencia verdaderamente fascinante de las teorías modernas de las partículas elementales, es que el Universo puede haber pasado por una *transición de fase*, como el congelamiento del agua cuando cae por debajo de los 273º K (= 0º C). Esta transición de fase está asociada, no con las interacciones fuertes, sino con la otra clase de interacciones de corto alcance de la física de partículas, las interacciones débiles.

Las interacciones débiles son las causantes de ciertos procesos de desintegración radiactiva, como la desintegración de un neutrón libre (véase la p. 86) o, con mayor generalidad, de cualquier reacción en la que intervenga un neutrino (véase la p. 90). Como indica su nombre, las interacciones débiles son mucho más débiles que las interacciones electromagnéticas o las fuertes. Por ejemplo, en una colisión entre un neutrino y un electrón a una energía de un millón de electronvoltios, la fuerza débil es aproximadamente de un diez millonésimo (10^{-7}) de la fuerza electromagnética entre dos electrones que chocan con la misma energía.

Pese a la flojedad de las interacciones débiles, se piensa desde hace tiempo que puede haber una relación profunda entre la fuerza débil y la electromagnética. En 1967 propuse una teoría de campo que unifica estas dos fuerzas, y Abdus Salam propuso otra, independientemente, en 1968. Esta teoría predice una nueva clase de interacciones débiles, las llamadas corrientes neutras, cuya existencia fue confirmada experimentalmente en 1973. Recibió apoyo adicional del descubrimiento, a partir de 1974, de toda una familia de nuevos hadrones. La idea fundamental de este tipo de teoría es que la naturaleza tiene un grado muy alto de simetría, que relaciona las diversas partículas y las fuerzas, pero queda oscurecida en los fenómenos físicos ordinarios. Las teorías de campo usadas desde 1973 para describir las interacciones fuertes son del mismo tipo matemático (teorías de medida no abeliana), y muchos físicos creen ahora que las teorías

de la medida pueden suministrar una base unificada para comprender todas las fuerzas de la naturaleza: débiles, electromagnéticas, fuertes y quizá las gravitacionales. Esta opinión se apoya en una propiedad de las teorías de la medida unificadas que había sido conjeturada por Salam y por mí, y fue probada en 1971 por Gerard't Hooft y Benjamin Lee: la contribución de los diagramas de Feynman complicados, aunque aparentemente infinita, de resultados finitos para las tasas de todos los procesos físicos.

Para los estudios sobre el Universo primitivo, el punto importante con respecto a las teorías de la medida es que, como señalaron en 1972 D. A. Kirzhnits y A. D. Linde, del Instituto de Física Lebedev de Moscú, estas teorías muestran una transición de fase, una especie de congelamiento, a una «temperatura crítica» de unos 3.000 billones de grados (3×10^{15} ° K). A temperaturas inferiores a la crítica, el Universo fue como es ahora: las interacciones débiles eran débiles y de corto alcance. A temperaturas superiores a la temperatura crítica, la unidad esencial entre las interacciones débiles y las electromagnéticas era manifiesta: las interacciones débiles obedecían al mismo género de ley de la inversa del cuadrado que las interacciones electromagnéticas, y tenían aproximadamente la misma fuerza.

La analogía con un vaso de agua que se hiela es aquí instructiva. Por encima del punto de congelación, el agua líquida muestra un alto grado de homogeneidad: la probabilidad de hallar una molécula de agua en un punto del interior del vaso se exactamente igual que en cualquier otro punto. Pero cuando el agua se congela, esta simetría entre diferentes puntos del espacio se pierde parcialmente: el hielo forma un reticulado cristalino donde las moléculas de agua ocupan ciertas posiciones regularmente espaciadas, y con una probabilidad casi cero de hallar moléculas de agua en cualquier otra parte. Del mismo modo, cuando el Universo se «congeló», al bajar la temperatura por debajo de los 3.000 millones de millones de grados, se perdió una simetría: no su homogeneidad espacial, como en nuestro vaso de hielo, sino la simetría entre las interacciones débiles y las electromagnéticas.

Tal vez sea posible llevar la analogía más adelante aún. Como todo el mundo sabe, cuando el agua se congela, habitualmente no forma un cristal de hielo perfecto, sino algo mucho más complicado: un gran revoltijo de dominios cristalinos, separados por diversos

tipos de irregularidades de cristal. ¿Se congeló también el Universo en dominios? ¿Vivimos nosotros en uno de tales dominios, en el cual la simetría entre las interacciones débiles y las electromagnéticas se ha roto de una manera particular, y descubriremos con el tiempo otros dominios?

Hasta ahora nuestra imaginación nos ha llevado hasta una temperatura de 3.000 billones de grados, y hemos tenido que abordar las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas. ¿Qué sucede con la otra gran clase de interacciones que conoce la física, las gravitacionales? La gravitación, desde luego, ha desempeñado un papel importante en nuestra historia, porque controla la relación entre la densidad del Universo y su ritmo de expansión. Sin embargo, aún no hemos hallado que la gravedad tenga ningún efecto sobre las propiedades *internas* de ninguna parte del Universo primitivo. Esto se debe a la extrema debilidad de la fuerza gravitacional; por ejemplo, la fuerza gravitacional entre el electrón y el protón en un átomo de hidrógeno es más fébil que la fuerza eléctrica en 39 potencias de 10.

(Un ejemplo de la debilidad de la gravitación en los procesos cosmológicos lo brindan los procesos de la producción de partículas en campos gravitacionales. Leonard Parker, de la Universidad de Wisconsin, ha señalado que los efectos de «marea» del campo gravitacional del Universo habrían sido bastante grandes, 10^{-24} segundos después del comienzo, como para producir pares de partícula-antipartícula a partir del espacio vacío. Sin embargo, la gravitación era aún tan débil a estas temperaturas que el número de partículas producido de este modo hizo una contribución despreciable a la cantidad de partículas ya presentes en equilibrio térmico.)

Sin embargo, podemos al menos imaginar un tiempo en que las fuerzas gravitacionales fueran tan fuertes como las interacciones nucleares fuertes a las que nos hemos referido. Los campos gravitacionales no se generan solamente por masas de partículas, sino por todas las formas de energía. La Tierra se desplaza alrededor del Sol un poco más velozmente de lo que lo haría si el Sol no fuera caliente, porque la energía del calor del Sol se suma a la fuente de su gravitación. A temperaturas superelevadas, las energías de las partículas en equilibrio térmico pueden llegar a ser tan grandes que las fuerzas gravitacionales entre ellas sean tan fuertes como cualesquiera otras

fuerzas. Podemos calcular que este estado de cosas se alcanzó cuando la temperatura fue de cien millones de millones de millones de millones de millones de grados (10^{32} °K).

A esta temperatura pasaría todo genéro de extrañas cosas. No solamente las fuerzas gravitacionales habrían sido fuertes y la producción de partículas por campos gravitacionales copiosas, sino que la idea misma de «partícula» no habría tenido aún ningún sentido.

El «horizonte», la distancia desde más allá de la cual es imposible haber recibido ninguna señal (véase p. 32), habría sido en ese tiempo más cercano que una longitud de onda de una partícula típica en equilibrio térmico. Hablando vagamente, ¡cada partícula sería casi tan grande como el Universo observable!

No sabemos aún lo suficiente sobre la naturaleza cuántica de la gravitación ni siquiera para especular inteligentemente acerca de la historia del Universo anterior a este tiempo. Podemos hacer una tosca estimación de que la temperatura de 10^{32} °K se alcanzó unos 10^{-43} segundos después del comienzo, pero realmente no está claro que tal estimación tenga algún significado. Así, cualquiera que sean los otros velos que podamos levantar, hay uno concerniente a la temperatura de 10^{32} °K que aún oscurece nuestra visión de los tiempos primigenios.

Sin embargo, ninguna de estas incertidumbres afecta mucho a la astronomía de 1976. El quid es que durante todo el primer segundo el Universo presumiblemente estuvo en un estado de equilibrio térmico, en el que las cantidades y las distribuciones de todas las partículas, incluidos los neutrinos, estaban determinadas por las leyes de la mecánica estadística, y no por los detalles de su historia anterior. Cuando medimos la abundancia actual del helio, o la radiación de microondas o aun los neutrinos, estamos observando las reliquias del estado de equilibrio térmico que terminó al final del primer segundo. Hasta donde llega nuestro conocimiento, nada de lo que podamos observar hoy depende de la historia del Universo anterior a esa época. (En particular, nada de lo que podamos observar ahora depende de si el Universo fue isótropo y homogéneo antes del primer segundo, excepto quizá la misma proporción entre fotones y partículas nucleares.) Es como si se preparara con gran cuidado una cena –con los ingredientes más frescos, las especias más cuidadosamente elegidas, los vinos más finos– y luego se arrojara todo a una gran olla para que hirviese durante algunas horas. Sería difícil, aun para el comensal de mejor gusto, saber qué se iba a servir.

Hay una posible excepción. El fenómeno de la gravitación, como el del electromagnetismo, puede manifestarse tanto en forma de ondas como en la forma más familiar de una acción estática a distancia. Dos electrones en reposo se rechazarán uno a otro con una fuerza eléctrica estática que depende de la distancia entre ellos, pero si meneamos un electrón de un lado a otro, el otro electrón no sentirá ningún cambio en la fuerza que actúa sobre él hasta que haya tiempo para que las variaciones en la separación sean transmitidas por una onda electromagnética que vaya de una partícula a la otra. Ni qué decir tiene que estas ondas se desplazan a la velocidad de la luz, ellas *son* luz, aunque no necesariamente luz visible. Del mismo modo, si un gigante imprudente meneara el Sol de uno a otro lugar, en la Tierra no sentiríamos el efecto hasta pasados ocho minutos, el tiempo necesario para que una onda viaje a la velocidad de la luz del Sol a la Tierra. No es una onda de luz, una onda de campos eléctricos y magnéticos oscilantes, sino una onda gravitacional, en la cual la oscilación reside en los campos gravitacionales. Como en el caso de las ondas electromagnéticas, agrupamos las ondas gravitacionales de todas las longitudes de onda bajo el término «radiación gravitacional».

La radiación gravitacional interacciona con la materia mucho más débilmente que la radiación electromagnética, y aun que los neutrinos. (Por esta razón, aunque tenemos una razonable confianza en los fundamentos teóricos de la existencia de radiación gravitacional, hasta ahora han fracasado los más denodados esfuerzos para detectar ondas gravitacionales de cualquier fuente.) La radiación gravitacional, pues, habría salido del equilibrio térmico con los otros componentes del Universo muy pronto, cuando la temperatura fue de aproximadamente 10^{32} °K. Desde entonces, la temperatura efectiva de la radiación gravitacional sencillamente ha disminuido en proporción inversa al tamaño del Universo. Se trata de la misma ley de crecimiento que obedece la temperatura del resto del contenido del Universo, sólo que el aniquilamiento de quarks y antiquarks y de leptones y antileptones ha calentado el resto del Universo pero no la

radiación gravitacional. Por lo tanto, el Universo actual debe estar lleno de radiación gravitacional a una temperatura similar, aunque un poco menor, que la de los neutrinos o fotones, tal vez alrededor de 1 º K. La detección de esta radiación supondría una observación directa del más antiguo momento en la historia del Universo que puede ser considerado por la física teórica actual. Desafortunadamente, no parece haber la menor posibilidad de detectar un fondo de 1 º K de radiación gravitacional en un futuro previsible.

Con la ayuda de mucha teoría altamente especulativa, hemos podido extrapolar la historia del Universo hacia atrás en el tiempo, hasta un momento de densidad infinita. Pero esto nos deja insatisfechos. Naturalmente, queremos saber qué hubo antes de este momento, antes de que el Universo comenzara a expandirse y enfriarse.

Una posibilidad es que nunca hubiese realmente un estado de densidad infinita. La actual expansión del Universo puede haber comenzado al final de una edad previa de contracción en que la densidad del Universo tuviese un valor muy elevado pero finito. Diré algo más sobre esta posibilidad en el capítulo siguiente.

Pero aunque no lo sabemos de cierto, es al menos lógicamente posible que haya *habido* un comienzo y que el tiempo mismo no tuviera ningún significado antes de ese momento. Todos estamos habituados a la idea de un cero absoluto de la temperatura. Es imposible enfriar nada por debajo de –273,16 ºC, no porque sea demasiado difícil ni porque nadie haya concebido un refrigerador suficientemente ingenioso, sino porque las temperaturas inferiores al cero absoluto no tienen ningún significado: no puede haber menos calor que ningún calor en absoluto. De igual modo, tal vez tengamos que acostumbrarnos a la idea de un cero absoluto en el tiempo: un momento en el pasado más allá del cual sea imposible en principio rastrear ninguna cadena de causas y efectos. La cuestión no está resuelta, y puede quedar siempre sin resolver.

Para mí, lo más satisfactorio que ha resultado de estas especulaciones sobre el Universo muy primitivo es la posible semejanza entre la historia del Universo y su estructura lógica. La naturaleza nos presenta una gran diversidad de tipos de partículas y tipos de interacciones. Sin embargo, hemos aprendido a mirar más allá de esta diversidad, a tratar de ver las diversas partículas e interacciones como

aspectos de una sola teoría de campo de medida unificada. El actual Universo es tan frío que las simetrías entre las diferentes partículas e interacciones han quedado oscurecidas por una especie de congelación; no son manifiestas en los fenómenos ordinarios, sino que tienen que ser expresadas matemáticamente, en nuestras teorías de campo de medida. Lo que ahora sabemos por la matemática lo logró en el Universo muy primitivo el calor; los fenómenos físicos exhibían directamente la simplicidad esencial de la naturaleza. Pero nadie estaba allí para verlo.

VIII

EPÍLOGO: LA PERSPECTIVA FUTURA

El Universo ciertamente seguirá expandiéndose por un tiempo. En cuanto a su destino posterior, el modelo corriente hace una profecía equívoca: todo depende de que la densidad cósmica sea menor o mayor que un cierto valor crítico.

Como vimos en el capítulo 2, si la densidad cósmica es *menor* que la densidad crítica, entonces el Universo es de extensión infinita y seguirá expandiéndose eternamente. Nuestros descendientes, si los tenemos, verán llegar lentamente a su fin todas las reacciones termonucleares, dejando tras de sí diversas especies de residuos: estrellas enanas negras, estrellas neutrónicas y quizás agujeros negros. Los planetas quizá continúen en órbita, disminuyendo un poco su ritmo a medida que irradien ondas gravitacionales pero sin llegar nunca al reposo en un tiempo finito. Los fondos cósmicos de radiación y de neutrinos seguirán reduciendo su temperatura en proporción inversa al tamaño del Universo, pero nunca faltarán; aún ahora apenas podemos detectar el fondo de radiación de microondas de 3 ° K.

En cambio, si la densidad cósmica es *mayor* que el valor crítico, entonces el Universo es finito y su expansión cesará alguna vez, dando origen a una contracción acelerada. Por ejemplo, si la densidad cósmica es el doble del valor crítico, y si el actual valor corriente de la constante de Hubble (15 kilómetros por segundo por millón de años-luz) es correcto, entonces el Universo tiene ahora 10.000 millones de años; seguirá expandiéndose por otros 50.000 millones de años y luego comenzará a contraerse. (Véase la figura 4 de la p. 29.) El tiempo de la contracción es el mismo que el de la expansión: después

de 50.000 millones de años el Universo tendrá su tamaño actual, y después de otros 10.000 millones de años se acercará a un singular estado de densidad infinita.

Al menos durante la primera parte de la fase de contracción, los astrónomos (si los hay) podrán divertirse observando tanto corrimientos hacia el rojo como corrimientos hacia el azul. La luz de las galaxias cercanas habrá sido emitida en un tiempo en que el Universo era mayor que cuando la luz sea observada, de modo que, cuando esto ocurra, la luz parecerá desplazada hacia el extremo de las longitudes de onda cortas del espectro, esto es, hacia el azul. Por otro lado, la luz de los objetos muy distantes habrá sido emitida en un tiempo en que el Universo se hallaba aún en las primeras etapas de su expansión, cuando el Universo era menor que en el momento en el cual se observe la luz, de manera que esta luz parecerá desplazada hacia el extremo de las longitudes de onda largas del espectro, es decir, hacia el rojo.

La temperatura de los fondos cósmicos de fotones y neutrinos disminuirá y luego aumentará a medida que el Universo se expanda y luego se contraiga, siempre en proporción inversa al tamaño del Universo. Si la densidad cósmica es ahora el doble de su valor crítico, nuestros cálculos muestran que el Universo, en su máxima dilatación, será el doble de grande que en la actualidad, de manera que la temperatura del fondo de microondas será exactamente la mitad de su valor presente de 3 º K, o sea, de 1,5 º K. Luego, cuando el Universo empiece a contraerse, la temperatura comenzará a elevarse.

Al principio no habrá motivo de alarma: durante miles de millones de años el fondo de radiación será tan frío que costará un gran esfuerzo detectarlo. Pero cuando el Universo se haya contraído a un centésimo de su tamaño actual, el fondo de radiación empezará a dominar el cielo: el cielo nocturno será tan cálido (300 º K) como el cielo actual durante el día. Setenta millones de años más tarde el Universo se habrá contraído otras diez veces, y nuestros herederos y descendientes (si los hay) hallarán el cielo intolerablemente brillante. Las moléculas de las atmósferas planetarias y estelares y del espacio interestelar comenzarán a disociarse en sus átomos componentes, y los átomos se disolverán en electrones libres y núcleos atómicos. Después de otros 700.000 años, la temperatura cósmica será de diez millones de grados; entonces las mismas estrellas y los planetas se

disolverán en una sopa cósmica de radiación, electrones y núcleos. La temperatura se elevará hasta diez mil millones de grados en otros 22 días. Los núcleos comenzarán a desmenuzarse en sus protones y neutrones constituyentes, deshaciendo toda la obra de la nucleosíntesis estelar y cosmológica. Poco después, empezará la creación de electrones y positrones en gran número en los choques entre fotones, y el fondo cósmico de neutrinos y antineutrinos recuperará la comunión térmica con el resto del Universo.

¿Podemos realmente llevar esta triste historia hasta el fin, hasta un estado de temperatura y densidad infinitas? ¿Se detiene realmente el tiempo tres minutos después de que la temperatura llegue a mil millones de grados? Obviamente, no podemos estar seguros. Todas las incertidumbres que encontramos en el capítulo anterior al tratar de explorar el primer centésimo de segundo vuelven a acosarnos cuando consideramos el último centésimo de segundo. Sobre todo, el Universo entero debe ser descrito en el lenguaje de la mecánica cuántica a temperaturas superiores a los cien millones de millones de millones de millones de millones de grados (10^{32} º K), y nadie tiene idea de lo que ocurre entonces. Por otro lado, si el Universo no es realmente isótropo y homogéneo (véase el final del capítulo 5), entonces toda nuestra historia puede perder su validez mucho antes de que tengamos que abordar los problemas de la cosmología cuántica.

De estas incertidumbres, algunos cosmólogos derivan una especie de esperanza. Puede ser que el Universo experimente una suerte de «rebote» cósmico y comience a expandirse nuevamente. En el *Edda*, después de la batalla final de los dioses y los gigantes en Ragnorak, la Tierra es destruida por el fuego y el agua, pero el agua retrocede, los hijos de Thor suben del Infierno llevando el martillo de su padre y todo el mundo comienza una vez más. Pero si el Universo vuelve a expandirse, su expansión llegará a detenerse nuevamente y será seguida de otra contracción, que terminará en otro Ragnorak cósmico, seguido por un nuevo rebote, y así eternamente.

Si éste es nuestro futuro, resumiblemente también fue nuestro pasado. El actual Universo en expansión sólo sería la fase siguiente a la última contracción y rebote. (En verdad, en su artículo de 1965 sobre el fondo de radiación cósmica de microondas, Dicke, Peebles, Roll y Wilkinson suponían que había habido una anterior fase completa de expansión y contracción cósmicas, y sostenían que el Univer-

so debe haberse contraído lo suficiente para elevar la temperatura al menos a diez mil millones de grados para romper los elementos pesados que se habían formado en la fase anterior.) Si miramos para atrás, podemos imaginar un ciclo interminable de expansión y contracción que se extiende al pasado infinito, sin comienzo alguno.

Algunos cosmólogos se sienten filosóficamente atraídos por el modelo de las oscilaciones, especialmente porque, como el modelo del estado estable, evita bien el problema del Génesis. Sin embargo, plantea una seria dificultad teórica. En cada ciclo la razón de los fotones a las partículas nucleares (o, más precisamente, la entropía por partícula nuclear) aumenta ligeramente por una especie de fricción (llamada «viscosidad de volumen») a medida que el Universo se expande y contrae. Según nuestro conocimiento, el Universo comenzaría entonces cada nuevo ciclo con una proporción ligeramente mayor de fotones a partículas nucleares. Ahora esta proporción es grande pero no infinita, de modo que es difícil comprender cómo el Universo pueda haber experimentado antes un número infinito de ciclos.

Sin embargo, todos estos problemas pueden resolverse, y sea cual fuere el modelo cosmológico correcto, no podemos hallar mucho consuelo en ninguno de ellos. Para los seres humanos, es casi irresistible el creer que tenemos algunas relación especial con el Universo, que la vida humana no es solamente el resultado más o menos absurdo de una cadena de accidentes que se remonta a los tres primeros minutos, sino que de algún modo formábamos parte de él desde el comienzo. Mientras escribo estas líneas, viajo en un avión a diez mil metros de altura, por sobre Wyoming, en viaje de vuelta de San Francisco a Boston. Debajo, la Tierra parece muy suave y confortable, salpicada de vaporosas nubes, con nieve que adquiere una tonalidad rosada a medida que el sol se pone y caminos que se extienden en línea recta por el campo de una ciudad a otra. Es difícil darse cuenta de que todo esto sólo es una minúscula parte de un universo abrumadoramente hostil. Aún más difícil es comprender que este Universo actual ha evolucionado desde una condición primitiva inefablemente extraña, y tiene ante sí una futura extinción en el frío eterno o el calor intolerable. Cuanto más comprensible parece el Universo, tanto más sin sentido parece también.

Pero si no hay alivio en los frutos de nuestra investigación, hay al menos algún consuelo en la investigación misma. Los hombres no se

contentan con consolarse mediante cuentos de dioses y gigantes, o limitando sus pensamientos a los asuntos cotidianos de la vida. También construyen telescopios, satélites y aceleradores, y se sientan en sus escritorios durante horas interminables tratando de discernir el significado de los datos que reúnen. El esfuerzo para comprender el Universo es una de las pocas cosas que eleva la vida humana por sobre el nivel de la farsa y le imprime algo de la elevación de la tragedia.

TABLA 1.– *Propiedades de algunas partículas elementales*

	Partícula	Símbolo	Energía en reposo (millón de electron-voltios)	Temperatura umbral (mil millones de grados K)	Número efectivo de especies	Vida media (segundos)
	Fotón	γ	0	0	$1 \times 2 \times 1 = 2$	estable
Leptones	Neutrinos	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	0	$2 \times 1 \times 7/8 = 7/4$	estable
		$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0	0	$2 \times 1 \times 7/8 = 7/4$	estable
	Electrón	e^-, e^+	0,5110	5,930	$2 \times 1 \times 7/8 = 7/2$	estable
	Muón	μ^-, μ^+	105,66	1.226,2	$2 \times 1 \times 7/8 = 7/2$	$2,197 \times 10^{-6}$
Hadrones	Mesones Pi	π^0	134,96	1.566,2	$1 \times 1 \times 1 = 1$	$0,8 \times 10^{-16}$
		π^+, π^-	139,57	1.619,7	$2 \times 1 \times 1 = 2$	$2,60 \times 10^{-8}$
	Protón	$p, \bar{p}$	938,26	10.888	$2 \times 2 \times 7/8 = 7/2$	estable
	Neutrón	$n, \bar{n}$	939,55	10.903	$2 \times 2 \times 7/8 = 7/2$	920

Propiedades de algunas partículas elementales. La «energía en reposo» es la energía que se obtendría si se convirtiera toda la masa de la partícula en energía. La «temperatura umbral» es la energía en reposo dividida por la constante de Boltzmann; es la temperatura por encima de la cual puede crearse una partícula a partir de la radiación térmica. El «número efectivo de especies» es la contribución relativa de cada tipo de partícula a la energía, la presión y la entropía totales, a temperaturas muy superiores a la umbral. Este número está expresado como el producto de tres factores: el primero es 2 ó 1 según que la partícula tenga o no una antipartícula distinta; el segundo factor es el número de orientaciones posibles del spin de la partícula; el último factor es 7/8 ó 1 según que la partícula obedezca o no al principio de exclusión de Pauli. La «vida media» es el promedio de tiempo que la partícula sobrevive antes de sufrir una desintegración radiactiva en otras partículas.

TABLA 2.–*Propiedades de algunos tipos de radiación*

	Longitud de onda (centímetros)	Energía del fotón (electronvoltios)	Temperatura del cuerpo negro (grados Kelvin)
Radio (hasta VHF)	> 10	< 0,00001	< 0,03
Microondas	0,01 a 10	0,00001 a 0,01	0,03 a 30
Infrarrojos	0,0001 a 0,01	0,01 a 1	30 a 3.000
Visible	2×10^{-5} a 10^{-4}	1 a 6	3.000 a 15.000
Ultravioleta	10^{-7} a 2×10^{-5}	6 a 1.000	15.000 a 3.000.000
Rayos X	10^{-9} a 10^{-7}	1.000 a 100.000	3×10^{6} a 3×10^{8}
Rayos gamma	$< 10^{-9}$	> 100.000	$> 3 \times 10^{8}$

Propiedades de algunos tipos de radiación. Cada tipo de radiación se caracteriza por cierta gama de longitudes de onda, dadas aquí en centímetros. Correspondiente a esta gama de longitudes de onda, hay una gama de energías de los fotones, dadas aquí en electronvoltios. La «temperatura de cuerpo negro» es la temperatura a la cual la radiación de cuerpo negro tendría la mayor parte de su energía concentrada cerca de las longitudes de onda dadas; esta temperatura está dada aquí en grados Kelvin. (Por ejemplo, la longitud de onda en la cual Penzias y Wilson trabajaban al descubrir el fondo de radiación cósmica era 7,35 cm, de modo que se trataba de una radiación de microondas; la energía fotónica liberada cuando un núcleo sufre una transmutación radiactiva es, típicamente, de un millón de electronvoltios, de modo que es un rayo gamma; y la superficie del Sol se halla a una temperatura de 5.800 ° K, por lo que emite luz visible.) Por supuesto, las divisiones entre los diferentes tipos de radiación no son absolutamente precisas, y no hay un acuerdo universal sobre las diversas gamas de longitudes de onda.

GLOSARIO

ANDROMEDA, NEBULOSA DE: La gran galaxia más cercana a la nuestra. Es una espiral que contiene aproximadamente 3×10^{11} masas solares. Se halla registrada como M31 en el catálogo de Messier y como NGC 224 en el «New General Catalog».

ANGSTROM, UNIDAD: Un cienmillonésimo de centímetro (10^{-8} cm). Se la indica por A. Las dimensiones atómicas típicas son de unos pocos Angstroms; las longitudes de ondas típicas de la luz visible son unos miles de Angstroms.

ANTIPARTÍCULA: Una partícula que tiene la misma masa y spin que otra, e iguales carga eléctrica, número bariónico, número leptónico, etc., pero de signo opuesto. Para cada partícula hay una antipartícula correspondiente, con excepción de las partículas puramente neutras, como el fotón y el mesón π^0, que son sus propias antipartículas. El *antineutrino* es la antipartícula del neutrino; el *antiprotón*, la del protón, etc. La antimateria consiste en antiprotones, antineutrones y antielectrones, o positrones.

AÑO-LUZ: La distancia que un rayo de luz atraviesa en un año, igual a 9,4605 billones de kilómetros.

BARIONES: Una clase de partículas de interacciones fuertes que incluye a los neutrones, los protones y a los hadrones inestables llamados hiperones. El *número bariónico* es el número total de bariones presentes en un sistema, menos el número total de antibariones.

BOLTZMANN, CONSTANTE DE: La constante fundamental de la mecánica estadística, que relaciona la escala de temperatura con unidades de energía. Habitualmente se la designa por k, o k_b. Es igual a $1{,}3806 \times 10^{-16}$ ergios por grado Kelvin ó 0,00008617 electronvoltios por grado Kelvin.

CASI ESTELARES, OBJETOS: Una clase de objetos astronómicos de apariencia estelar y muy pequeño tamaño angular, pero con grandes corrimientos al rojo. A veces se los llama quásars, o, cuando son intensas fuentes de radio, *fuentes casi estelares*. Se desconoce su verdadera naturaleza.

CEFEIDAS, VARIABLES: Estrellas variables brillantes, que poseen una definida relación entre la luminosidad absoluta, el período de variabilidad y el color. Así llamadas por la estrella δ Cephei de la constelación Cepheus («el rey»). Son usadas como indicadoras de distancias para las galaxias relativamente cercanas.

CIANÓGENO: El compuesto químico CN, formado por carbono y nitrógeno. Se lo encuentra en el espacio interestelar por la absorción de la luz visible.

CONSERVACIÓN, LEY DE: Una ley según la cual el valor total de cierta magnitud no cambia en ninguna reacción.

CORRIMIENTO AL AZUL: Es el corrimiento de las líneas espectrales hacia las longitudes de onda cortas, causado por el efecto Doppler de una fuente que se está aproximando.

CORRIMIENTO AL ROJO: El corrimiento de las líneas espectrales hacia las longitudes de onda más largas, causado por el efecto Doppler de una fuente que se aleja. En cosmología, indica el corrimiento observado de las líneas espectrales de cuerpos astronómicos distantes hacia las longitudes de onda largas. Es expresado como un aumento proporcional en la longitud de onda y se lo denota por z.

CÓSMICOS, RAYOS: Partículas cargadas de elevada energía que penetran en la atmósfera terrestre desde el espacio exterior.

COSMOLÓGICA, CONSTANTE: Término agregado en 1917 por Einstein a sus ecuaciones del campo gravitatorio. Tal término expresaría

una repulsión a distancias muy grandes, y sería necesario en un universo estático para contrarrestar la atracción debida a la gravitación. No hay ninguna razón en la actualidad para suponer la existencia de una constante cosmológica.

COSMOLÓGICO, PRINCIPIO: La hipótesis de que el Universo es isótropo y homogéneo.

CUÁNTICA, MECÁNICA: Teoría física fundamental elaborado en el decenio de 1920-1930 para reemplazar a la mecánica clásica. En la mecánica cuántica las ondas y las partículas son dos aspectos de la misma entidad subyacente. La partícula asociada a una onda determinada es su *cuanto*. Asimismo, los estados de sistemas ligados, como los átomos o las moléculas, sólo ocupan ciertos niveles de energía discretos; se dice que la energía está *cuantizada*.

CUERPO NEGRO, RADIACIÓN DEL: Radiación con la misma intensidad de energía en cada gama de longitudes de onda que la radiación emitida por un cuerpo caliente totalmente absorbente. La radiación de cualquier estado de equilibrio térmico es radiación de cuerpo negro.

DECELERACIÓN, PARÁMETRO DE: Número que caracteriza la proporción en que se está retardando la velocidad a que se alejan las galaxias distantes.

DEMOCRACIA NUCLEAR: La teoría según la cual todos los hadrones son igualmente fundamentales.

DENSIDAD: La cantidad de cualquier magnitud por unidad de volumen. La densidad de masa es la masa por unidad de volumen; a menudo se la llama sencillamente «la densidad». La *densidad de energía* es la energía por la unidad de volumen; la *densidad numérica* o *densidad de partículas* es el número de partículas por unidad de volumen.

DENSIDAD CRÍTICA: La densidad mínima de masa cósmica actual para que la expansión del Universo llegue a detenerse y sea sucedida por una contracción. Si la densidad cósmica supera a la densidad crítica, el Universo es espacialmente finito.

DEUTERIO : Un isótropo pesado del hidrógeno, H^2. Los núcleos de deuterio, llamados *deuterones*, consisten en un protón y un neutrón.

DOPPLER, EFECTO: Cambio de frecuencia de una señal causado por el movimiento relativo de la fuente y el receptor.

ELECTRÓN: La más ligera partícula elemental con masa. Todas las propiedades químicas de los átomos y las moléculas están determinadas por las interacciones eléctricas de los electrones entre sí y con los núcleos atómicos.

ELECTRONVOLTIO: Una unidad de energía, conveniente en física atómica, igual a la energía que adquiere un electrón al pasar por una diferencia de potencial de un voltio. Es igual a $1{,}60219 \times 10^{-12}$ ergios.

ENTROPÍA: Una magnitud fundamental de la mecánica estadística, relacionada con el grado de desorden de un sistema físico. La entropía se conserva en todo proceso en el cual se mantiene continuamente el equilibrio térmico. La segunda ley de la termodinámica dice que la entropía total nunca disminuye en *ninguna* reacción.

EQUILIBRIO TÉRMICO: Un estado en el cual las tasas a las cuales las partículas entran en una gama dada de velocidades, spins, etc., compensan exactamente las tasas a las cuales los abandonan. Si no se lo perturba durante un tiempo suficientemente largo, todo sistema físico llega finalmente a un estado de equilibrio térmico.

ERGIO: La unidad de energía en el sistema cegesimal (centímetro-gramo-segundo). La energía cinética de una masa de un gramo que se desplaza a un centímetro por segundo es de medio ergio.

ESTADO ESTABLE, TEORÍA DEL: Teoría cosmológica elaborada por Bondi, Gold y Hoyle, en la cual las propiedades medias del Universo nunca cambian con el tiempo; a medida que el Universo se expande, se crea continuamente nueva materia que mantiene constante la densidad.

ESTRUCTURA FINA, CONSTANTE DE: Constante númerica fundamental de la física atómica y la electrodinámica cuántica, definida como el cuadrado de la carga del electrón dividido por el producto de la constante de Planck por la velocidad de la luz. Se la designa por α. Es igual a 1/137,036.

FEYNMAN, DIAGRAMAS DE: Diagramas que simbolizan diversas contribuciones a la tasa de una reacción de partículas elementales.

FOTÓN: En la teoría cuántica de la radiación, la partícula asociada a una onda de luz. Se lo simboliza por γ.

FRECUENCIA: La tasa a la cual las crestas de cualquier especie de ondas pasan por un punto dado. Es igual a la velocidad de la onda dividida por la longitud de onda. Se la mide en ciclos por segundo, o «hertz».

FRIEDMANN, MODELO DE: Es el modelo matemático de la estructura de espacio-tiempo del Universo, basado en la relatividad general (sin una constante cosmológica) y el principio cosmológico.

GALAXIA: Un gran cúmulo de estrellas unidas gravitacionalmente, que pueden contener hasta 10^{12} masas solares. Nuestra galaxia es llamada a veces «la Galaxia». Suele clasificarse a las galaxias, según su forma, en elípticas, espirales, espirales barradas e irregulares.

GALAXIAS TÍPICAS: Usamos aquí esta denominación para referirnos a las galaxias que no tienen ninguna velocidad peculiar, y por ende sólo se mueven siguiendo el flujo general de la materia producido por la expansión del Universo. El mismo sentido damos aquí a *partícula típica* y a *observador típico*.

«GRAN EXPLOSIÓN», COSMOLOGÍA DE LA: Teoría según la cual la expansión del Universo comenzó en un tiempo finito en el pasado, a partir de un estado de densidad y presión enormes.

GRAVITACIONALES, ONDAS: Ondas del campo gravitacional, análogas a las ondas de luz en el campo electromagnético. Las ondas gravitacionales se desplazan a la misma velocidad que las ondas luminosas, o sea, a 299.792 kilómetros por segundo. No hay ninguna prueba experimental universalmente aceptada de las ondas gravitacionales, pero su existencia es un requisito de la relatividad general, y no ha sido puesta en duda seriamente. El cuanto

de la radiación gravitacional, análogo al fotón, es llamado el *gravitón*.

HADRON: Toda partícula que interviene en la interacción fuerte. Los hadrones se dividen en bariones (como el neutrón y el protón), que obedecen al principio de exclusión de Pauli, y los mesones, que no responden a tal principio.

HELIO: El segundo elemento químico más ligero, y también el segundo en abundancia. Hay dos isótopos estables del helio: el núcleo de He^4 contiene dos protones y dos neutrones, mientras que el núcleo de He^3 contiene dos protones y un neutrón. Los átomos de helio tienen dos electrones fuera del núcleo.

HIDRÓGENO: El elemento químico más liviano y más abundante. El núcleo del hidrógeno ordinario consiste en un solo protón. Hay también dos isótopos pesados, el deuterio y el tritio. Los átomos de cualquier especie de hidrógeno consisten en un solo protón y un solo electrón; en los *iones hidrógeno* positivos falta el electrón.

HOMOGENEIDAD: La supuesta propiedad del Universo de presentar el mismo aspecto en un tiempo dado para todos los observadores típicos, dondequiera que estén situados.

HUBBLE, LEY DE: La relación de proporcionalidad entre la velocidad de alejamiento de las galaxias moderadamente distantes y su distancia. La *constante de Hubble* es la razón de la velocidad a la distancia en esta relación y se la designa por H o H_0.

INFRARROJA, RADIACIÓN: Ondas electromagnéticas con longitudes de onda de 0,0001 cm a 0,01 cm (de diez mil a un millón de Angstroms), intermedias entre la luz visible y la radiación de microondas. Los cuerpos a la temperatura ambiente irradian principalmente en el infrarrojo.

INTERACCIONES DÉBILES: Una de las cuatro clases de interacciones de partículas elementales. A las energías ordinarias, las interacciones débiles son mucho más débiles que las electromagnéticas o las interacciones fuertes, aunque mucho más fuertes que la gravitación. Las interacciones débiles causan las desintegraciones relativamente lentas de partículas como el neutrón y el muón, y todas las relaciones en las que intervienen neutrinos. Está ahora muy difundida la creencia de que las interacciones débiles, las electromagnéticas y las interacciones fuertes son manifestaciones de una sencilla teoría de campo de medida unificada subyacente.

INTERACCIONES FUERTES: La más intensa de las cuatro clases generales de interacciones de partículas elementales. Causan las fuerzas nucleares que mantienen a los protones y los neutrones en los núcleos atómicos. Las interacciones fuertes sólo afectan a los hadrones, no a los leptones o los fotones.

ISOTROPIA: La supuesta propiedad del Universo de presentar el mismo aspecto en todas las direcciones a un observador típico.

JEANS, MASA DE: La masa mínima para la cual la atracción gravitacional puede superar la presión interna y originar un sistema unido gravitacionalmente. Se la designa por M_j.

KELVIN: Escala de temperatura similar a la escala centígrada, pero en la cual el cero de temperatura es el cero absoluto, y no el punto de fusión del hielo. Este último, a una presión de una atmósfera, está a 273,15 ° K.

LEPTÓN: Clase de partículas que no responden a las interacciones fuertes, y que incluye al electrón, el muón y el neutrino. El *número leptónico* es el número total de leptones presentes en un sistema, menos el número total de antileptones.

LIBERTAD ASINTÓTICA: En algunas teorías de campo de las interacciones fuertes, la propiedad según la cual las fuerzas son cada vez más débiles cuanto más cortas sean las distancias.

LONGITUD DE ONDA: En todo tipo de onda, la distancia entre las crestas. Con respecto a las ondas electromagnéticas, la longitud de onda puede ser definida como la distancia entre puntos en los cuales todo componente del vector de campo eléctrico o magnético adquiere su valor máximo. Se la designa por λ.

LUMINOSIDAD ABSOLUTA: La energía total emitida por unidad de tiempo por un cuerpo astronómico.

LUMINOSIDAD APARENTE: La energía total por unidad de tiempo y por unidad de superficie receptora proveniente de un cuerpo astronómico.

LUZ, VELOCIDAD DE LA: La constante fundamental de la relatividad especial, igual a 299.729 kilómetros por segundo. Se la indica por *c*. Todas las partículas de masa cero, como los fotones, los neutrinos o los gravitones, se desplazan a la velocidad de la luz. Las partículas materiales se acercan a la velocidad de la luz cuando sus energías son muy grandes en comparación con la energía en reposo de su masa, mc^2.

MEDIDA, TEORÍAS DE LA: Una clase de teorías de campo actualmente sometidas a intenso estudio como posibles teorías de las interacciones débiles, electromagnéticas y fuertes. Tales teorías son invariantes con respecto a una transformación simétrica, cuyo efecto varía de un punto a otro en el espacio-tiempo.

MESÓN PI: El hadrón de menor masa. Hay tres variedades de ellos: una partícula con carga positiva (π^+), su antipartícula de carga negativa (π^-) y una partícula neutra un poco más ligera (π^0). A veces se los llama *piones*.

MESÓN RHO: Uno de los muchos hadrones sumamente inestables. Se desintegra en dos mesones pi, con una vida media de $4{,}4 \times 10^{-24}$ segundos.

MESONES: Una clase de partículas de interacciones fuertes, que incluye los mesones pi, los mesones K, los mesores rho, etc., con número bariónico cero.

MESSIER, NÚMEROS DE: El número de catálogo de diversas nebulosas y cúmulos estelares en la lista de Charles Messier. Habitualmente se abrevia M... Por ejemplo, la nebulosa de Andrómeda es M31.

MICROONDAS, RADIACIÓN DE: Ondas electromagnéticas con longitudes de ondas comprendidas en 0,01 cm y 10 cm, intermedias entre las ondas de radio de frecuencias muy altas y la radiación infrarroja. Los cuerpos con temperaturas de unos pocos grados Kelvin irradian principalmente en la banda de microondas.

MOVIMIENTO PROPIO: El cambio de posición en el cielo de cuerpos astronómicos causado por su movimiento perpendicular a la visual. Habitualmente se lo mide en segundos de arco por año.

MUON: Partícula elemental inestable de carga negativa, similar al electrón, pero 207 veces más pesado. Su símbolo es μ. A veces se los llama mesones *mu*, pero no tienen interacciones fuertes como los verdaderos mesones.

NEBULOSAS: Extensos objetos astronómicos con apariencia de nube. Algunas nebulosas son galaxias; otras son verdaderas nubes de polvo y gas interiores a nuestra galaxia.

NEUTRINO: Una partícula sin masa, eléctricamente neutra, que sólo tiene interacciones débiles y gravitacionales. Se la designa por (ν). Hay al menos dos variedades de neutrinos, llamadas de tipo electrónico (ν_e) y de tipo muónico (ν_μ).

NEUTRÓN: Partícula sin carga que se encuentra junto con los protones en los núcleos atómicos ordinarios. Se la designa por *n*.

NEWTON, CONSTANTE DE: La constante fundamental de las teorías de la gravitación de Newton y Einstein. Su símbolo es G. En la teoría de Newton, la fuerza gravitacional entre dos cuerpos es G veces el producto de las masas dividido por el cuadrado de la distancia entre ellos. En unidades métricas es igual a $6{,}67 \times 10^{-8}$ $cm^3/gm\ s$.

OXHIDRILO, ION: El ion OH^-, formado por un átomo de oxígeno, un átomo de hidrógeno y un electrón adicional.

PARSEC: Unidad astronómica de distancia. Se la define como la distancia de un objeto cuya *paralaje* (desplazamiento anual en el cielo debido al movimiento de la Tierra alrededor del Sol) es de un segundo de arco. Se la abrevia pc. Es igual a $3{,}0856 \times 10^{13}$ kilómetros ó 3,2615 año-luz. Generalmente se la usa en la literatura astronómica con preferencia a años-luz. Una unidad convencional en cosmología es el millón de parsecs, o *megaparsec*, que se abrevia Mpc. Habitualmente se da la constante de Hubble en kilómetros por segundo por megaparsec.

PARTÍCULAS NUCLEARES: Las partículas que se encuentran en los núcleos de los átomos ordinarios: los protones y los neutrones. Habitualmente se usa la abreviatura *nucleones*.

PAULI, PRINCIPIO DE EXCLUSION DE: El principio según el cual dos partículas del mismo tipo no pueden ocupar exactamente el mismo estado cuántico. Obedecen este principio los bariones y los leptones, pero no los fotones ni los mesones.

PLANCK, CONSTANTE DE: La constante fundamental de la mecánica cuántica. Se la designa por h. Es igual a $6{,}625 \times 10^{-27}$ ergios por segundo. Esta constante fue introducida, por primera vez en 1907, en la teoría de Planck de la radiación del cuerpo negro. Luego apareció en la teoría de los fotones elaborada por Einstein en 1905: la energía de un fotón es la constante de Planck por la velocidad de la luz dividido por la longitud de onda. Hoy es más común usar una constante h, definida como la constante de Planck dividida por 2π.

PLANCK, DISTRIBUCIÓN DE: La distribución de la energía para diferentes longitudes de onda de la radiación en el equilibrio térmico, esto es, en la radiación de cuerpo negro.

POSITRÓN: La antipartícula, de carga positiva, del electrón. Se la simboliza por e^{+}.

PROTÓN: La partícula de carga positiva que se halla, junto con los neutrones, en los núcleos atómicos ordinarios. Se la designa por p. El núcleo del átomo de hidrógeno está formado por un protón.

QUARKS: Partículas fundamentales hipotéticas de las que se supone que están compuestos todos los hadrones. Nunca han sido observados quarks aislados, y hay razones teóricas para sospechar que, si bien en cierto sentido son reales, los quarks nunca *pueden* ser observados como partículas aisladas.

RAYLEIGH-JEANS, LEY DE: Relación simple entre la densidad de energía (por unidad de intervalo de longitudes de onda) y la longitud de onda. Esta relación es válida para el límite de las longitudes de onda largas de la distribución de Planck. La densidad de energía

en este límite es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda.

RECOMBINACIÓN: La combinación de núcleos atómicos y electrones en átomos ordinarios. En cosmología a menudo se usa la voz «recombinación» para designar la formación de átomos de helio y de hidrógeno a una temperatura de unos 3.000 ° K.

RECORRIDO LIBRE MEDIO: La distancia media que atraviesa una partícula dada entre los choques con el medio en el cual se mueve. El tiempo libre medio es el tiempo medio que transcurre entre choques.

RELATIVIDAD ESPECIAL: Nueva concepción del espacio y el tiempo expuesta por Albert Einstein en 1905. Como en la mecánica newtoniana, hay un conjunto de transformaciones matemáticas que relacionan las coordenadas de espacio-tiempo que usan diferentes observadores, de tal manera que las leyes de la naturaleza parezcan las mismas a esos observadores. Pero en la relatividad especial las transformaciones de espacio-tiempo tienen la propiedad esencial de dejar inmutable la velocidad de la luz, independientemente de la velocidad del observador. De todo sistema que contenga partículas con velocidades cercanas a la de la luz se dice que es relativista, y debe ser tratado de acuerdo con las reglas de la relatividad especial, y no de la mecánica newtoniana.

RELATIVIDAD GENERAL: Teoría de la gravitación elaborada por Albert Einstein en la década de 1906-1916. Según la formuló Einstein, la idea esencial de la relatividad general es que la gravitación constituye un efecto de la curvatura del continuo de espacio-tiempo.

REPOSO, ENERGIA DE: La energía de una partícula en reposo, que se liberaría si se aniquilara la masa total de la partícula. Está dada por la fórmula de Einstein: $E = mc^2$.

SPIN: Propiedad fundamental de las partículas elementales que describe el estado de rotación de la partícula. Según las leyes de la mecánica cuántica, el spin sólo puede tomar ciertos valores especiales, que son un número entero o la mitad de un número entero por la constante de Planck.

STEFAN-BOLTZMANN, LEY DE: Relación de proporcionalidad entre la densidad de energía en la radiación de cuerpo negro y la cuarta potencia de la temperatura.

SUPERNOVAS: Tremendas explosiones estelares en las que estalla toda una estrella, excepto el núcleo interno, y su material se dispersa por el espacio interestelar. Una supernova produce en pocos días tanta energía como la que el Sol irradia en mil millones de años. La última supernova observada en nuestra galaxia fue vista por Kepler (y por astrónomos coreanos y chinos) en 1604, en la constelación del Ofiuco, pero se cree que la fuente de radio Cas A proviene de una supernova más reciente.

TEMPERATURA CRÍTICA: La temperatura a la cual se produce una transición de fase.

TEMPERATURA MÁXIMA: El límite superior de la temperatura implicado por ciertas teorías sobre las interacciones fuertes. En estas teorías se lo calcula en dos billones de grados.

TEMPERATURA UMBRAL: La temperatura por sobre la cual la radiación de cuerpo negro producirá en abundancia un determinado tipo de partículas. Es igual a la masa de la partícula por el cuadrado de la velocidad de la luz dividido por la constante de Boltzmann.

TIEMPO DE EXPANSIÓN CARACTERÍSTICO: El recíproco de la constante de Hubble. Aproximadamente, es cien veces el tiempo en que el Universo se expande un 1 por 100.

TRANSICIÓN DE FASE: La transición brusca de un sistema de una configuración a otra, habitualmente con cambio en la simetría. Se cuentan entre los ejemplos, la fusión, la ebullición y el paso de la conductividad ordinaria a la superconductividad.

TRITIO: Isótopo pesado inestable del hidrógeno. Su símbolo es H^3. Los núcleos del tritio están formados por un protón y dos neutrones.

ULTRAVIOLETA, RADIACIÓN: Ondas electromagnéticas con longitudes de onda de la gama de 10 a 2.000 Angstroms (10^{-7} cm a 2×10^{-5} cm), intermedia entre la luz visible y los rayos X.

VÍA LÁCTEA: Antiguo nombre dado a la banda de estrellas que señalan el plano de nuestra galaxia. A veces se lo usa como nombre de nuestra galaxia.

VIRGO, CÚMULO DE: Gigantesco cúmulo de más de mil galaxias en dirección a la constelación de Virgo. Este cúmulo se aleja de nosotros a una velocidad de aproximadamente 1.000 km/s, y se cree que está a una distancia de 60 millones de años-luz.

SUPLEMENTO MATEMÁTICO

Estas notas están destinadas a los lectores que deseen ver un poco de la matemática que sustenta la exposición no matemática presentada en el texto. No es necesario estudiar estas notas para comprender los razonamientos de la parte principal del libro.

Nota 1 El efecto Doppler

Supongamos que las crestas de las ondas abandonan una fuente luminosa a intervalos regulares separados por un período T. Si la fuente se aleja del observador a una velocidad V, entonces durante el tiempo comprendido entre crestas sucesivas la fuente se desplaza una distancia VT. Esto aumenta el tiempo que necesita una cresta de onda para ir de la fuente al observador en una cantidad VT/c, donde c es la velocidad de la luz. Así, el tiempo transcurrido entre la llegada de crestas sucesivas al observador es

$$T' = T + \frac{VT}{c}$$

La longitud de onda de la luz al ser emitida es:

$$\lambda = cT$$

y la longitud de onda de la luz al llegar es:

$$\lambda' = cT'$$

Así, la razón de estas longitudes de ondas es:

$$\lambda'/\lambda = T'/\,T = 1 + \frac{V}{c}$$

El mismo razonamiento se aplica si la fuente se acerca al observador, sólo que se reemplaza V por $-V$. (También se aplica a cualquier tipo de señal ondulatoria, no sólo a las ondas luminosas.)

Por ejemplo, las galaxias del cúmulo de Virgo se alejan de la nuestra a una velocidad de unos 1.000 kilómetros por segundo. La velocidad de la luz es de 300.000 kilómetros por segundo. Por lo tanto, la longitud de onda λ' de cualquier línea espectral proveniente del cúmulo de Virgo es mayor que su valor normal λ en una razón de:

$$\lambda'/\lambda = 1 + \frac{1.000 \text{ km/s}}{300.000 \text{ km/s}} = 1{,}0033$$

Nota 2 La densidad crítica

Consideremos una esfera de galaxias de radio R. (Para los fines de este cálculo, debemos tomar a R como mayor que la distancia entre cúmulos de galaxias, pero menor que cualquier distancia que caracterice al Universo como un todo.) La masa de esta esfera es el producto de su volumen por la densidad de masa cósmica ρ:

$$M = \frac{4\pi R^3}{3}\,\rho.$$

Según la teoría de la gravitación de Newton, la energía potencial de cualquier galaxia típica en la superficie de esta esfera es:

$$E.P. = -\frac{mMG}{3} = \frac{4\pi m R2\rho G}{3}$$

donde m es la masa de la galaxia, y G es la constante de la gravitación de Newton:

$$G = 6{,}67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{gm s}^2$$

La velocidad de esta galaxia está dada por la ley de Hubble y es:

$$V = HR,$$

donde H es la constante de Hubble. Así, su energía cinética está dada por la fórmula:

$$E.C. = \frac{1}{2} mV^2 = \frac{1}{2} mH^2R^2$$

La energía total de la galaxia es la suma de la energía cinética y la energía potencial:

$$E = E.P. + E.C. = mR^2\, \frac{1}{2} H^2 - \frac{4}{3}\pi\rho G$$

Esta magnitud debe permanecer constante a medida que el Universo se expande.

Si E es negativa, la galaxia nunca puede escapar al infinito, porque a muy grandes distancias la energía potencial se hace despreciable, en cuyo caso la energía total es solamente la energía cinética, que siempre es positiva. En cambio, si E es positiva la galaxia puede llegar al infinito con alguna energía cinética. Así, la condición para que la galaxia tenga la velocidad de escape es que E se anule, lo cual da:

$$\frac{1}{2} H^2 = \frac{4}{3}\pi\rho G$$

En otras palabras, la densidad debe tener el valor:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

Esta es la densidad crítica. (Si bien hemos obtenido este resultado usando los principios de la física newtoniana, en realidad es válido aunque el contenido del Universo sea relativista en alto grado, siempre que se interprete a ρ como la densidad de energía total dividida por c^2.)

Por ejemplo, si H tiene el valor corriente de 15 kilómetros por segundo por millón de años-luz, entonces, recordando que un año-luz es $9{,}46 \times 10^{12}$ kilómetros, tenemos:

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi(6{,}67 \times 10^{-8}\ \text{cm}^3/\text{gm s}^2} \left(\frac{15\ \text{km/s}/10^6\ \text{a-1}}{9{,}46 \times 10^{12}\ \text{km/a-1}}\right)^2 = 4{,}5 \times 10^{-30}\ \text{gm/cm}^3$$

Hay $6{,}02 \times 10^{23}$ partículas nucleares por gramo, de modo que este valor para la actual densidad crítica corresponde a unas $2{,}7 \times 10^{-6}$ partículas nucleares por cm^3, ó 0,0027 partículas por litro.

Nota 3 Escalas de tiempo de expansión

Consideremos ahora cómo cambian con el tiempo los parámetros del Universo. Supongamos que en un tiempo t una galaxia típica de masa m está a una distancia $R(t)$ de una galaxia central arbitrariamente elegida, por ejemplo, la nuestra. Vimos en la nota matemática anterior que la energía total (cinética más potencial) de esta galaxia es:

$$E = mR^2(t)\left[\frac{1}{2}H^2(t) - \frac{4}{3}\,\pi\rho(t)G\right]$$

donde $H(t)$ y $\rho(t)$ son los valores de la «constante» de Hubble y la densidad de masa cósmica en el tiempo t. Esta debe ser una verdadera constante. Sin embargo, veremos más adelante que $\rho(t)$ aumenta a medida que $R(t) \to 0$ al menos tan rápido como $1/R^3(t)$, de modo que $\rho(t)R^2(t)$ crece al menos tan rápido como $1/R(t)$ para $R(t)$ tendiendo a cero. Para mantener constante la energía E, pues, los dos términos de los corchetes deben casi anularse, de modo que, para $R(t)$ tendiendo a cero, tenemos:

$$\frac{1}{2}H^2(t) \to \frac{4}{3}\,\pi\rho(t)G$$

El tiempo de expansión característico es exactamente el recíproco de la constante de Hubble, o sea:

$$t_{exp}(t) = \frac{1}{H(t)} = \sqrt{\frac{3}{8\pi\rho(t)G}}$$

Por ejemplo, en el tiempo del primer fotograma del capítulo 5 la densidad de masa era 3,8 mil millones de gramos por centímetro cúbico. Luego, el tiempo de expansión era:

$$t_{exp} = \sqrt{\frac{3}{8\pi(3{,}8 \times 10^9\text{gm/cm}^3)(6{,}67 \times 10^{-8}\ \text{cm}^3/\text{gm s}^2)}} = 0{,}022\ \text{segundos}$$

Ahora bien, ¿cómo varía $\rho(t)$ en función de $R(t)$? Si en la densidad de masa predominan las masas de partículas nucleares (la era dominada por la materia), entonces la masa total dentro de una esfera de radio $R(t)$ es exactamente proporcional al número de partículas nucleares que hay dentro de esa esfera, y por ende debe permanecer constante:

$$\frac{4\pi}{3}\,\rho\,(t)R(t)^3 = \text{constante}$$

Luego $\rho(t)$ es inversamente porporcional a $R(t)^3$,

$$\rho(t)\ \alpha\ 1/R(t)^3$$

(El símbolo α significa «es proporcional a ...») En cambio, si en la densidad de masa predomina el equivalente de masa a la energía de radiación (la era dominada por la radiación), entonces $\rho(t)$ es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura. Pero ésta varía como $1/R(t)$, de manera que $\rho(t)$ es entonces inversamente proporcional a $R(t)^4$:

$$\rho(t)\ \alpha\ 1/R(t)^4$$

Para incluir en una sola fórmula la era dominada por la materia y la era dominada por la radiación, escribimos estos resultados así:

$$\rho(t) \propto [1/R(t)]^n$$

donde

$$n = \begin{cases} 3 \text{ era dominada por la materia} \\ 4 \text{ era dominada por la radiación} \end{cases}$$

Obsérvese de paso que $\rho(t)$ aumenta al menos tan rápido como $1/R(t)^3$ para $R(t) \to 0$, como se dijo.

La constante de Hubble es proporcional a $\sqrt{\rho}$, y por lo tanto

$$H(t) \propto [1/R(t)]^{n/2}$$

Pero la velocidad de la galaxia típica es, entonces:

$$V(t) = H(t)R(t) \propto [R(t)]^{1-n/2}$$

Un resultado elemental del cálculo diferencial es que, cuando la velocidad es proporcional a alguna potencia de la distancia, el tiempo que lleva ir de un punto a otro es proporcional al cambio en la razón de la distancia a la velocidad. Para ser más específicos, para V proporcional a $R^{1-n/2}$, esta relación es:

$$t_1 - t_2 = \frac{2}{n}\left[\frac{R(t_1)}{V(t_1)} - \frac{R(t_2)}{V(t_2)}\right]$$
$$t_1 - t_2 = \frac{2}{n}\left[\frac{1}{H(t_1)} - \frac{1}{H(t_2)}\right]$$

Podemos expresar $H(t)$ en función de $\rho(t)$ y hallamos que:

$$t_1 - t_2 = \frac{2}{n}\sqrt{\frac{3}{8\pi G}}\left[\frac{1}{\sqrt{\rho(t_1)}} - \frac{1}{\sqrt{\rho(t_2)}}\right]$$

Así, cualquiera que sea el valor de n, el tiempo transcurrido es proporcional a la variación del inverso de la raíz cuadrada de la densidad.

Por ejemplo, durante toda la era dominada por la radiación, después del aniquilamiento de electrones y positrones, la densidad de energía estaba dada por:

$$\rho = 1{,}22 \times 10^{-35}\ [\ T\ (^\circ \text{K})]^4\ \text{gm/cm}^3$$

(Véase la nota matemática 6, p. 169.) También, tenemos aquí $n = 4$. Por consiguiente, el tiempo necesario para que el Universo se enfriara de 100 millones a 10 millones de grados fue:

$$t = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{8\pi(6{,}67 \times 10^{-8}\text{cm}^3/\text{gm s})}} \times$$
$$\times\left[\frac{1}{\sqrt{1{,}22 \times 10^{-35} \times 10^{28}\text{gm/cm}^3}} - \frac{1}{\sqrt{1{,}22 \times 10^{-35} \times 10^{32}\text{gm/cm}^3}}\right] =$$
$$= 1{,}90 \times 10^6\ \text{s} = 0{,}06\ \text{años}$$

El resultado general que hemos obtenido puede expresarse más sencillamente diciendo que el tiempo necesario para la densidad disminuya hasta un valor ρ desde algún valor mucho mayor que ρ es

$$t = \frac{2}{n}\sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho}} = \begin{cases} 1/2t_{exp} \text{ dominado por la radiación} \\ 1/2t_{exp} \text{ dominado por la materia} \end{cases}$$

[Si $\rho(t_2) \gg \rho(t_1)$, entonces podemos despreciar el segundo término de la fórmula para $t_1 - t_2$.] Por ejemplo, a 3.000 ° K la densidad de masa de los fotones y los neutrinos era:

$$\rho = 1{,}22 \times 10^{-35} \times [3.000]^4\ \text{gm/cm}^3 = 9{,}9 \times 10^{-22}\ \text{gm/cm}^3$$

Esto es tan inferior a la densidad a 10^8 ° K (o 10^7 ° K, o 10^6 ° K) que el tiempo necesario para que el Universo se enfríe desde muy elevadas temperaturas a 3.000 ° K puede calcularse (poniendo $n = 4$) sencillamente como:

$$\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{8\pi(6{,}67 \times 10^{-8}\ \text{cm}^3/\text{gm s}^2)(9{,}9 \times 10^{-22}\text{gm/cm}^3)}} = 2{,}1 \times 10^{13}\text{s} = 680.000\ \text{años}$$

Hemos mostrado que el tiempo necesario para que la densidad del Universo se reduzca a un valor ρ desde valores previos muy superiores es proporcional a $1/\sqrt{\rho}$, mientras que la densidad ρ es proporcional a $1/R^n$. El tiempo, pues, es proporcional a $R^{n/2}$, o, en otras palabras:

$$R \propto t^{2/n} = \begin{cases} t^{1/2} \text{ era dominada por la radiación} \\ t^{2/3} \text{ era dominada por la materia} \end{cases}$$

Esto sigue siendo válido hasta que las energías cinética y potencial han disminuido tanto que empiezan a ser comparables a su suma, la energía total.

Como observamos en el capítulo 2, en cualquier tiempo t después del comienzo hay un horizonte a una distancia de orden ct, más allá del cual no podría habernos llegado ninguna información. Vemos ahora que $R(t)$ se anula menos rápidamente, a medida que $t \to 0$, que la distancia al horizonte, de modo que en un tiempo suficientemente remoto toda partícula «típica» está más allá del horizonte.

Nota 4 Radiación del cuerpo negro

La *distribución de Planck* da la energía du de la radiación de cuerpo negro por unidad de volumen, en una gama estrecha de longitudes de onda, de λ a $\lambda + d\lambda$, en la siguiente fórmula:

$$du = \frac{8\pi hc}{\lambda^5}\, d\lambda / [e^{\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)} - 1]$$

Aquí T es la temperatura; k, la constante de Boltzmann ($1{,}38 \times 10^{-16}$ erg/° K); c, la velocidad de la luz (299.729 km/s); e, la constante numérica 2,718...; y h, la constante de Planck (6.625×10^{-27} erg/s), introducida originalmente por Planck como componente de esta fórmula.

Para las longitudes de onda largas, podemos aproximarnos al denominador de la distribución de Planck mediante:

$$e^{\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)} - 1 \simeq \left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)$$

Así, en esta región de las longitudes de onda, la distribución de Planck nos da:

$$du = \frac{8\pi kT}{\lambda^4}\, d\lambda$$

Esta es la *fórmula de Rayleigh-Jeans*. Si se mantuviese esta fórmula para longitudes de onda arbitrariamente pequeñas, $du/d\lambda$ se haría infinita para $\lambda \to 0$, y la densidad total de energía en la radiación de cuerpo negro sería infinita.

Afortunadamente, la fórmula de Planck para du alcanza un máximo a una longitud de onda

$$\lambda = 0{,}2014052\, hc/kT$$

y luego disminuye rápidamente para longitudes de onda decrecientes. La densidad total de energía en la radiación de cuerpo negro es la integral:

$$u = \int_0^\infty \frac{8\pi hc}{\lambda^5}\, d\lambda / (e^{\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)} - 1)$$

Las integrales de este tipo pueden se halladas en las tablas corrientes de integrales definidas; el resultado es:

$$u = \frac{8\pi^5 (kT)^4}{15 (hc)^3} = 7{,}56464 \times 10^{-15}\, [T(°\, \text{K})]^4\ \text{erg/cm}^3$$

Esta es la *ley de Stefan-Boltzmann.*

Podemos interpretar fácilmente la distribución de Planck en tér-

minos de cuantos de luz, o fotones. Cada fotón tiene una energía dada por la fórmula:

$$E = hc/\lambda$$

Por tanto, el número dN de fotones por unidad de volumen en la radiación de cuerpo negro es una gama estrecha de longitudes de onda, de λ a $\lambda + d\lambda$, es

$$dN = \frac{du}{hc/\lambda} = \frac{8\pi}{\lambda^4}\, d\lambda/[e^{\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)} - 1]$$

El *número* total de fotones por unidad de volumen, pues, es:

$$N = \int_0^\infty dN = 60{,}42198\left(\frac{kT}{hc}\right)^3 = 20{,}28[T(^\circ\ \mathrm{K})]^3 \text{ fotones/cm}^3$$

y la energía fotónica media es

$$E_{\text{media}} = u/N = 3{,}73 \times 10^{-16}[T(^\circ\ \mathrm{K})] \text{ ergios}$$

Consideremos ahora qué sucede con la radiación de cuerpo negro en un universo en expansión. Supongamos que el tamaño del Universo cambia en un factor f; por ejemplo, si dobla su tamaño, entonces $f = 2$. Como vimos en el capítulo 2, las longitudes de onda variarán en proporción al tamaño del Universo y tendrán un nuevo valor

$$\lambda' = f\lambda$$

Después de la expansión, la densidad de energía du' en la nueva gama de longitudes de onda de λ' a $\lambda' + d\lambda'$ es menor que la densidad de energía original du en la antigua gama de longitudes de onda λ a $\lambda + d\lambda$, por dos razones diferentes.

1. Puesto que el volumen del Universo ha aumentado en un factor f^3, mientras no se hayan creado ni destruido fotones, el número de fotones por unidad de volumen ha disminuido en un factor $1/f^3$.

2. La energía de cada fotón es inversamente proporcional a su longitud de onda, y por ende ha disminuido en un factor $1/f$. Se sigue de esto que la densidad de energía ha disminuido en un factor global de $1/f^3$ por $1/f$, o sea, $1/f^4$:

$$du' = \frac{1}{f^4}\, du = \frac{8\pi hc}{\lambda^5 f^4}\, d\lambda/[e^{\left(\frac{hc}{kt\lambda}\right)} - 1]$$

Si expresamos esta fórmula en términos de las nuevas longitudes de onda λ', se convierte en:

$$du' = \frac{8\pi hc}{\lambda'^5}\, d\lambda/[e^{\left(\frac{hc}{kt\lambda}\right)} - 1]$$

Pero ésta es exactamente la misma vieja fórmula para du en términos de λ y $d\lambda$, sólo que T ha sido reemplazada por una nueva temperatura:

$$T' = T/f$$

Así, concluimos que la radiación de cuerpo negro en libre expansión sigue obedeciendo a la fórmula de Planck, pero con una temperatura que disminuye en proporción inversa a la escala de la expansión.

Nota 5 La masa de Jeans

Para que un agrupamiento de materia forme un sistema unido gravitacionalmente, es necesario que su energía gravitacional potencial supere a su energía térmica interna. La energía gravitacional potencial de un agrupamiento de radio r y masa M, es del orden:

$$E.P. = -\frac{GM^2}{r}$$

La energía interna por unidad de volumen es proporcional a la presión, p, de modo que la energía total interna es del orden:

$$E.I. \approx pr^3$$

Así, el agrupamiento gravitacional se ve favorecido si

$$\frac{GM^2}{r} \gg pr^3$$

Pero, para una densidad dada ρ, podemos expresar r en términos de M mediante la relación

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho r^3$$

La condición para el agrupamiento gravitacional, pues, puede expresarse así:

$$GM^2 \gg p(M/\rho)^{4/3}$$

o, en otras palabras,

$$M \gg M_J$$

donde M_J es (salvo un factor numérico de poca importancia) la magnitud conocida como la *masa de Jeans:*

$$M_J = \frac{p^{3/2}}{G^{3/2}\rho^2}$$

Por ejemplo, poco antes de la recombinación del hidrógeno, la densidad de masa era $9{,}9 \times 10^{-22}$ gm/cm^3 (véase la nota matemática 3, p. 164), y la presión era

$$p \simeq \frac{1}{3} c^2\rho = 0{,}3 \text{ gm/cm s}^2$$

La massa de Jeans era, entonces:

$$M_J = \left(\frac{0{,}3 \text{ gm/cm s}^2}{6{,}67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3\text{/gm s}^2}\right)^{3/2} \left(\frac{1}{9{,}9 \times 10^{-22} \text{ gm/cm}^3}\right) =$$
$$= 9{,}7 \times 10^{51} \text{ gm} = 5 \times 10^{18} M_\odot.$$

donde $M_\odot$ es una masa solar. (En comparación, la masa de nuestra galaxia es aproximadamente 10^{11} $M_\odot$.) Después de la recombinación, la presión disminuyó en un factor de 10^9, de manera que la masa de Jeans se redujo a:

$$M_J = (10^{-9})^{3/2} \times 5 \times 10^{18} M_\odot = 1{,}6 \times 10^5 M_\odot.$$

Es interesante el hecho de que ésta es, aproximadamente, la masa de los grandes cúmulos globulares de nuestra galaxia.

Nota 6 La temperatura y densidad de los neutrinos

Mientras se mantuvo el equilibrio térmico, el valor total de la magnitud llamada «entropía» permaneció fijo. Para nuestros fines, la entropía por unidad de volumen, S, está dada con una adecuada aproximación para la temperatura T por la fórmula:

$$S \alpha N_T T^3$$

donde N_T es el número efectivo de especies de partículas en equilibrio térmico cuya temperatura umbral está por debajo de T. Para que se mantenga constante la entropía total, S debe ser inversamente porporcional al cubo del tamaño del Universo. Estos es, si R es la separación entre un par cualquiera de partículas típicas, entonces:

$$SR^3 \alpha N_T T^3 R^3 = \text{constante}$$

Poco antes de la aniquilación de electrones y positrones (a unos 5×10^9 °K) los neutrinos y antineutrinos ya habían salido del equili-

brio térmico con el resto del Universo, de modo que las únicas partículas abundantes en equilibrio eran el electrón, el positrón y el fotón. Si nos remitimos al cuadro 1 de la página 141, vemos que el número total efectivo de especies de partículas antes del aniquilamiento era:

$$N_{\text{antes}} = \frac{7}{2} + 2 = \frac{11}{2}$$

En cambio, después del aniquilamiento de electrones y positrones, en el cuarto fotograma, las únicas partículas abundantes que quedaban en equilibrio eran los fotones. El número efectivo de especies de partículas era entonces, sencillamente:

$$N_{\text{después}} = 2$$

Se sigue, entonces, de la convervación de la entropía, que

$$\frac{11}{2}\,(TR)^3_{\text{antes}} = 2(TR)^3_{\text{después}}$$

Esto es, el calor producido por el aniquilamiento de electrones y positrones incrementa la magnitud TR en un factor

$$\frac{(TR)_{\text{después}}}{(TR)_{\text{antes}}} = \left(\frac{11}{4}\right)^{1/3} = 1{,}401$$

Antes del aniquilamiento de electrones y positrones, la temperatura de los neutrinos, T_ν, era la misma que la de los fotones, T. Pero desde entonces disminuyó en función de $1/R$, de modo que para todos los tiempos posteriores $T_\nu R$ fue igual al valor de TR antes del aniquilamiento:

$$(T_\nu R)_{\text{después}} = (T_\nu R)_{\text{antes}} = (TR)_{\text{antes}}$$

Concluimos, por tanto, que una vez terminado el proceso de aniquilamiento, la temperatura de los fotones es superior a la de los neutrinos en un factor

$$(T/T_\nu)_{\text{después}} = \frac{(TR)_{\text{después}}}{(T_\nu R)_{\text{después}}} = \left(\frac{11}{4}\right)^{1/3} = 1{,}401$$

Aunque fuera del equilibrio térmico, los neutrinos y antineutrinos hacen una importante contribución a la densidad de la energía cósmica. El número efectivo de especies de neutrinos y antineutrinos es 7/2 ó 7/4 del número efectivo de especies de fotones. (Hay dos estados de spin de los fotones.) Por otro lado, la cuarta potencia de la temperatura de los neutrinos es menor que la cuarta potencia de la temperatura de los fotones en un factor de $(4/11)^{4/3}$. Así, la razón de la densidad de energía de los neutrinos y antineutrinos a la de los fotones es:

$$\frac{u_\nu}{u_\lambda} = \frac{7}{4}\left(\frac{4}{11}\right)^{4/3} = 0{,}4542$$

La ley de Stefan-Boltzmann (véase el capítulo 3) nos dice que, a la temperatura de los fotones T, la densidad de energía de los fotones es:

$$u_\gamma = 7{,}5641 \times 10^{-15}\ \text{erg/cm}^3 \times [T\ (^\circ\text{K})]^4$$

Por ende, la densidad total de energía después del aniquilamiento electrón-positrón es:

$$u = u_\nu = u_\gamma = 1{,}4552 u_\gamma = 1{,}100 \times 10^{-14}\ \text{erg/cm}^3\ [T\ (^\circ\text{K})]^4$$

Podemos convertir esto a una densidad de masa equivalente dividiendo por el cuadrado de la velocidad de la luz, y hallamos:

$$\rho = u/c^2 = 1{,}22 \times 10^{-35}\ \text{gm/cm}^3 \times [T\ (^\circ\text{K})]^4$$

SUGERENCIAS PARA LECTURAS ADICIONALES

A. COSMOLOGÍA Y RELATIVIDAD GENERAL

Los siguientes tratados proporcionan una introducción a diversos aspectos de la cosmología y a aquellas partes de la relatividad general atinentes a la cosmología, en un nivel que es en general más técnico que el de este libro.

Bondi, H., *Cosmology* (Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra, 1960). Ahora ya un poco anticuado, pero contiene interesantes análisis del principio cosmológico, la cosmología del estado estable, la paradoja de Olbers, etc. Muy legible.

Eddington, A. S., *The Mathematical Theory of Relativity*, 2.ª ed. (Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra, 1924). Fue durante muchos años el principal libro sobre relatividad general. Contiene antiguas discusiones, históricamente interesantes, sobre los corrimientos al rojo, el modelo de De Sitter, etcétera.

Einstein, A., y otros, *The Principle of Relativity* (Methuen and Co., Ltd., Londres, 1923; reimpreso por Dover Publications, Inc., Nueva York). Valiosísima reimpresión de artículos originales sobre relatividad especial y general, de Einstein, Minkowski y Weyl, en traducción inglesa. Incluye la reimpresión del artículo de Einstein de 1917 sobre cosmología.

Field, G. B.; Arp, H.; y Bahcall, J. N., *The Redshift Controversy* (W. A. Benjamin, Inc., Reading, Mass, 1973). Un notable debate sobre la interpretación de los corrimientos hacia el rojo como indicio de un alejamiento cosmológico de las galaxias; también contiene útiles reimpresiones de artículos originales.

Hawkings, S. W., y Ellis, G. F. R., *The Large Scale Structure of Space-Time* (Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra, 1973). Un riguroso tratamiento matemático del problema de las singularidades en cosmología y del colapso gravitacional.

Hoyle, Fred, *Astronomy and Cosmology–A Modern Course* (W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1975). Texto elemental de astronomía, en el que se asigna a la cosmología más importancia que lo habitual. Se usa muy poca matemática.

Misner, C. W.; Thorne, K. S.; y Wheeler, J. A., *Gravitation* (W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1973). Introducción actualizada y vasta a la relatividad general, escrita por tres destacados profesionales. Contiene algunos análisis cosmológicos.

O'Hanian, Hans C., *Gravitation and Space Time* (Norton and Company, Nueva York, 1976). Texto sobre relatividad y cosmología para estudiantes.

Peebles, P. J. E., *Physical Cosmology* (Princeton University Press, Princeton, 1971). Autorizada introducción general, donde se da mucha importancia al fundamento observacional.

Sciama, D. W., *Modern Cosmology* (Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra, 1971). Una muy accesible y amplia introducción a la cosmología y otros temas de astrofísica. Es «inteligible a lectores con sólo un modesto conocimiento de matemáticas y física»; hay un mínimo de ecuaciones.

Segal, I. E., *Mathematical Cosmology and Extragalactic Astronomy* (Academic Press, Nueva York, 1976). Un ejemplo de concepción heterodoxa pero estimulante de la cosmología moderna.

Tolman, R. C., *Relativity, Thermodynamics, and Cosmology* (Clarendon Press, Oxford, 1934). Fue durante muchos años el tratado usual de cosmología.

Weinberg, Steven, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity* (John Wiley and Sons, Inc., Nueva York, 1972). Una introducción general a la teoría general de la relatividad. Un tercio del volumen trata de cosmología. La modestia me prohibe hacer mayores comentarios.

B. HISTORIA DE LA COSMOLOGÍA MODERNA

La siguiente lista incluye tanto fuentes directas como secundarias para la historia de la cosmología moderna. La mayoría de estos libros hacen poco uso de la matemática, pero algunos suponen cierta familiaridad con la física y la astronomía.

Baade, W., *Evolution of Starts and Galaxies* (Harvard University Press, Cambridge, Mass, 1968). Conferencias dadas por Baade en 1958, editada sobre la base de grabaciones en cinta por C. Payne-Gaposhkin. Es una exposición sumamente personal del desarrollo de la astronomía en este siglo, incluyendo la ampliación de la escala de distancias extragalácticas.

Dickson, F. P., *The Bowl of Night* (MIT Press, Cambridge, Mass, 1968). La cosmología desde Tales hasta Gamow. Contiene facsímiles de artículos originales de Cheseaux y Olbers sobre la oscuridad del cielo nocturno.

Gamow, George, *The Creation of the Universe* (Viking Press, Nueva York, 1952). No es actual, pero sí valioso como formulación del punto de vista de Gamow alrededor de 1950. Está escrito para el público general, con el encanto habitual de Gamow.

Hubble, E., *The Realm of the Nebulae* (Yale University Press, New York, 1936; reimpreso por Dover Publications, Inc. Nueva York, 1958). Es la exposición clásica de Hubble de la exploración astronómica de las galaxias, e incluye el descubrimiento de la relación entre el corrimiento al rojo y la distancia. Originalmente el libro constituyó las conferencias Siliman de 1935 en Yale.

Jones, Kenneth Glyn, *Messier Nebulae and Star Clusters* (American-Elsevier Publishing Co., Nueva York, 1969). Notas históricas sobre el catálogo de Messier y sobre las observaciones de los objetos que contiene.

Kant, Immanuel, *Universal Natural History and Theory of the Heavens*. Traducido [al inglés] por W. Hasties (University of Michigan Press, Ann Arbor, 1969). Es la famosa obra de Kant sobre la interpretación de las nebulosas como galaxias similares a la nuestra. También incluye una útil introducción de M. K. Munitz y una exposición contemporánea de la teoría de la Vía Láctea de Thomas Wright.

Koyré, Alexandre, *From the Closed World to the Infinite Universe* (Johns Hopkins Press, Baltimore, 1957, reimpreso por Harper & Row, Nueva York, 1957). La cosmología desde Nicolás de Cusa hasta Newton. Contiene una interesante exposición de la correspondencia entre Newton y Bentley concerniente al espacio absoluto y al origen de las estrellas, con útiles fragmentos de ella.

North, J. D., *The Measure of the Universe* (Clarendon Press, Oxford, 1965). La cosmología desde el siglo XIX hasta la década de 1940-1950. Contiene una exposición muy detallada de los comienzos de la cosmología relativista.

Reines, F., recop., *Cosmology, Fusion, and Other Matters: George Gamow Memorial Volume* (Colorado Associated University Press, 1972). Valiosa exposición de primera mano, hecha por Penzias, del descubrimiento del fondo de microondas, y por Alpher y Herman de la elaboración del modelo de la nucleosíntesis basado en la teoría de la «gran explosión».

Schlipp, P. A., recop., *Albert Einstein: Philosopher-Scientist* (Library of Living Philosophers, Inc., 1951, reimpreso por Harper & Row, Nueva York, 1959). El volumen 2 contiene artículos de Lemaître sobre la introducción por Einstein de la «constante cosmológica», y de Infeld sobre la cosmología relativista.

Shapley, H., recop., *Source Book in Astronomy 1900-1950* (Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1960). Reimpresión de artículos originales sobre cosmología y otros campos de la astronomía, muchos desgraciadamente abreviados.

C. FÍSICA DE PARTÍCULAS ELEMENTALES

Todavía no han aparecido libros que aborden en un plano no matemático la mayoría de los desarrollos recientes en la física de partículas elementales examinadas en el capítulo 7. El siguiente artículo brinda una especie de introducción al tema:

Weinberg, Steven, «Unified Theories of Elementary Particle Interaction», *Scientific American*, julio de 1974, pp. 50-59.

Para una introducción más amplia a la física de partículas elementales, véase Feinberg, G., *What is the World Made of? The Achievements of Twentieth Century Physics*, a punto de ser publicado (Garden City, Anchor Press/Doubleday, 1977).

Si se desea una introducción escrita para especialistas, con referencias a la literatura original, véase cualquiera de los siguientes trabajos:

Taylor, J.C., *Theories of Weak Interations* (Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra, 1976).

Weinberg, S., «Recent Progress in Gauge Theories of the Weak, Electromagnetic, and Strong Interactions», *Reviews of Modern Physics*, Vol. 46, pp. 255-277 (1974).

D. MISCELANEA

Allen C. W., *Astrophysical Quantities*, 3.ª ed. (The Athlone Press, Londres, 1973). Una práctica colección de datos y fórmulas astrofísicos.

Sandage, A., *The Hubble Atlas of Galaxies* (Carnegie Institute of Washington, Washington, D. C., 1961). Contiene un gran número

de hermosas fotografías de galaxias, reunidas para ejemplificar el esquema de clasificación de Hubble.

Sturluson, Snorri, *The Younger Edda*, traducido po R. B. Anderson (Scott, Foresman & Co., Chicago, 1901). Otra concepción del comienzo y el fin del Universo.







"En el principio fue una enorme explosión". Ésta podría ser la frase inicial de una biblia científica sobre el origen del Universo, y el autor de este libro, el premio Nobel Steven Weinberg, es uno de los que más ha contribuido al descubrimiento de este origen. Pero, además, Weinberg es también quien más ha hecho por difundir entre el público no especialista la teoría sobre la "Gran Explosión", al escribir *Los tres primeros minutos del Universo*. En este libro, Weinberg explica las bases científicas sobre las que se basa la teoría, y cuál fue el estado del Universo durante los primeros minutos de su existencia.

Steven Weinberg es uno de los máximos especialistas mundiales en física de partículas, y en 1979 recibió el premio Nobel por sus contribuciones a la elaboración de una teoría unificada de las fuerzas físicas fundamentales. En la actualidad es profesor en la Universidad de Austin (Texas).

Los tres primeros minutos del Universo

S. Weinberg

9



Los tres primeros minutos del Universo

Steven Weinberg

Biblioteca Científica Salvat

"En el principio fue una enorme explosión". Ésta podría ser la frase inicial de una biblia científica sobre el origen del Universo, y el autor de este libro, el premio Nobel Steven Weinberg, es uno de los que más ha contribuido al descubrimiento de este origen. Pero, además, Weinberg es también quien más ha hecho por difundir entre el público no especialista la teoría sobre la "Gran Explosión", al escribir *Los tres primeros minutos del Universo*. En este libro, Weinberg explica las bases científicas sobre las que se basa la teoría, y cuál fue el estado del Universo durante los primeros minutos de su existencia.

Steven Weinberg es uno de los máximos especialistas mundiales en física de partículas, y en 1979 recibió el premio Nobel por sus contribuciones a la elaboración de una teoría unificada de las fuerzas físicas fundamentales. En la actualidad es profesor en la Universidad de Austin (Texas).

Los tres primeros minutos del Universo

S. Weinberg

9



Los tres primeros minutos del Universo

Steven Weinberg

Biblioteca Científica Salvat

"En el principio fue una enorme explosión". Ésta podría ser la frase inicial de una biblia científica sobre el origen del Universo, y el autor de este libro, el premio Nobel Steven Weinberg, es uno de los que más ha contribuido al descubrimiento de este origen. Pero, además, Weinberg es también quien más ha hecho por difundir entre el público no especialista la teoría sobre la "Gran Explosión", al escribir *Los tres primeros minutos del Universo*. En este libro, Weinberg explica las bases científicas sobre las que se basa la teoría, y cuál fue el estado del Universo durante los primeros minutos de su existencia.

Steven Weinberg es uno de los máximos especialistas mundiales en física de partículas, y en 1979 recibió el premio Nobel por sus contribuciones a la elaboración de una teoría unificada de las fuerzas físicas fundamentales. En la actualidad es profesor en la Universidad de Austin (Texas).

Los tres primeros minutos del Universo

S. Weinberg

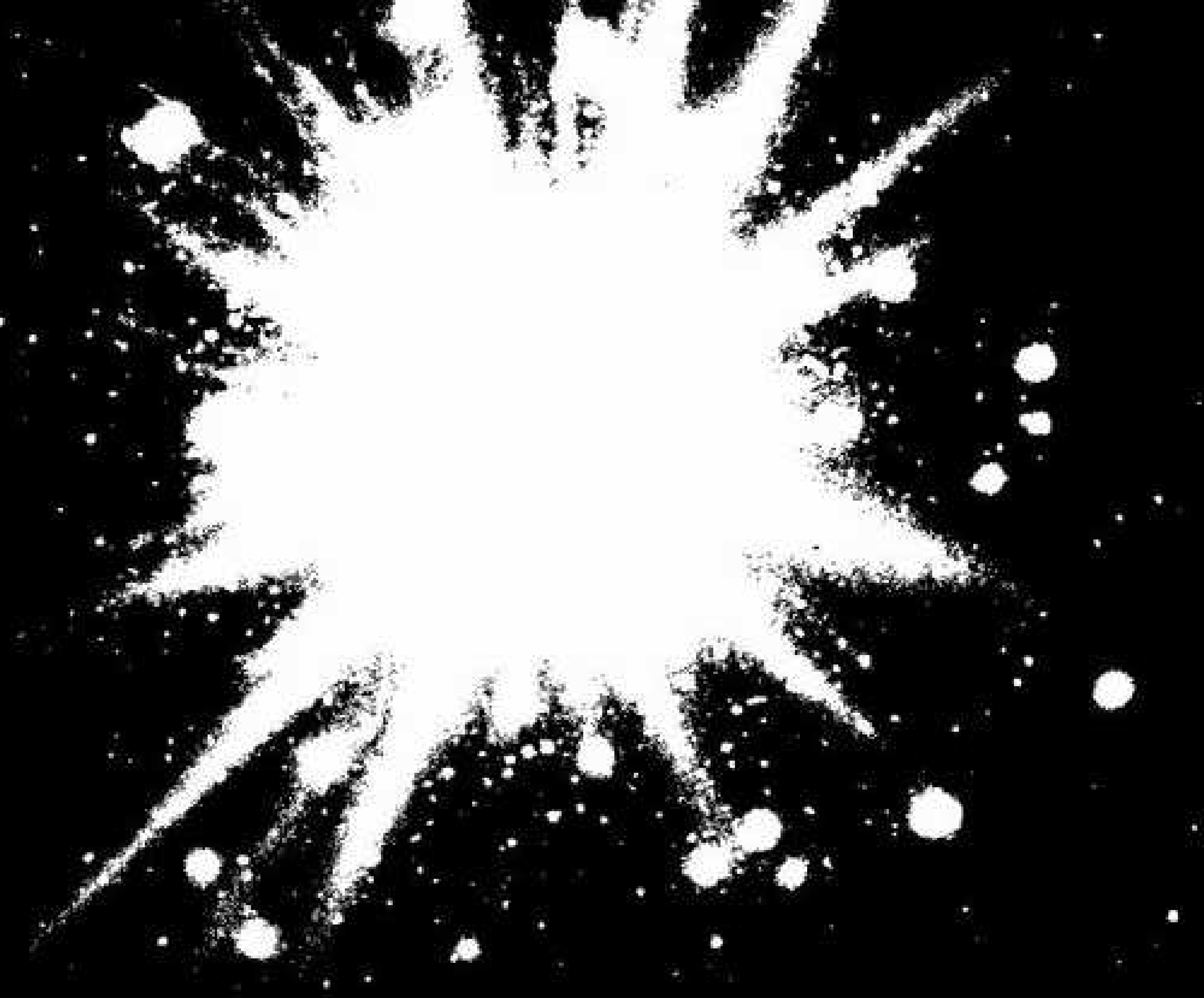
9



Los tres primeros minutos del Universo

Steven Weinberg

Biblioteca Científica Salvat



"En el principio fue una enorme explosión". Ésta podría ser la frase inicial de una biblia científica sobre el origen del Universo, y el autor de este libro, el premio Nobel Steven Weinberg, es uno de los que más ha contribuido al descubrimiento de este origen. Pero, además, Weinberg es también quien más ha hecho por difundir entre el público no especialista la teoría sobre la "Gran Explosión", al escribir *Los tres primeros minutos del Universo*. En este libro, Weinberg explica las bases científicas sobre las que se basa la teoría, y cuál fue el estado del Universo durante los primeros minutos de su existencia.

Steven Weinberg es uno de los máximos especialistas mundiales en física de partículas, y en 1979 recibió el premio Nobel por sus contribuciones a la elaboración de una teoría unificada de las fuerzas físicas fundamentales. En la actualidad es profesor en la Universidad de Austin (Texas).

Los tres primeros minutos del Universo

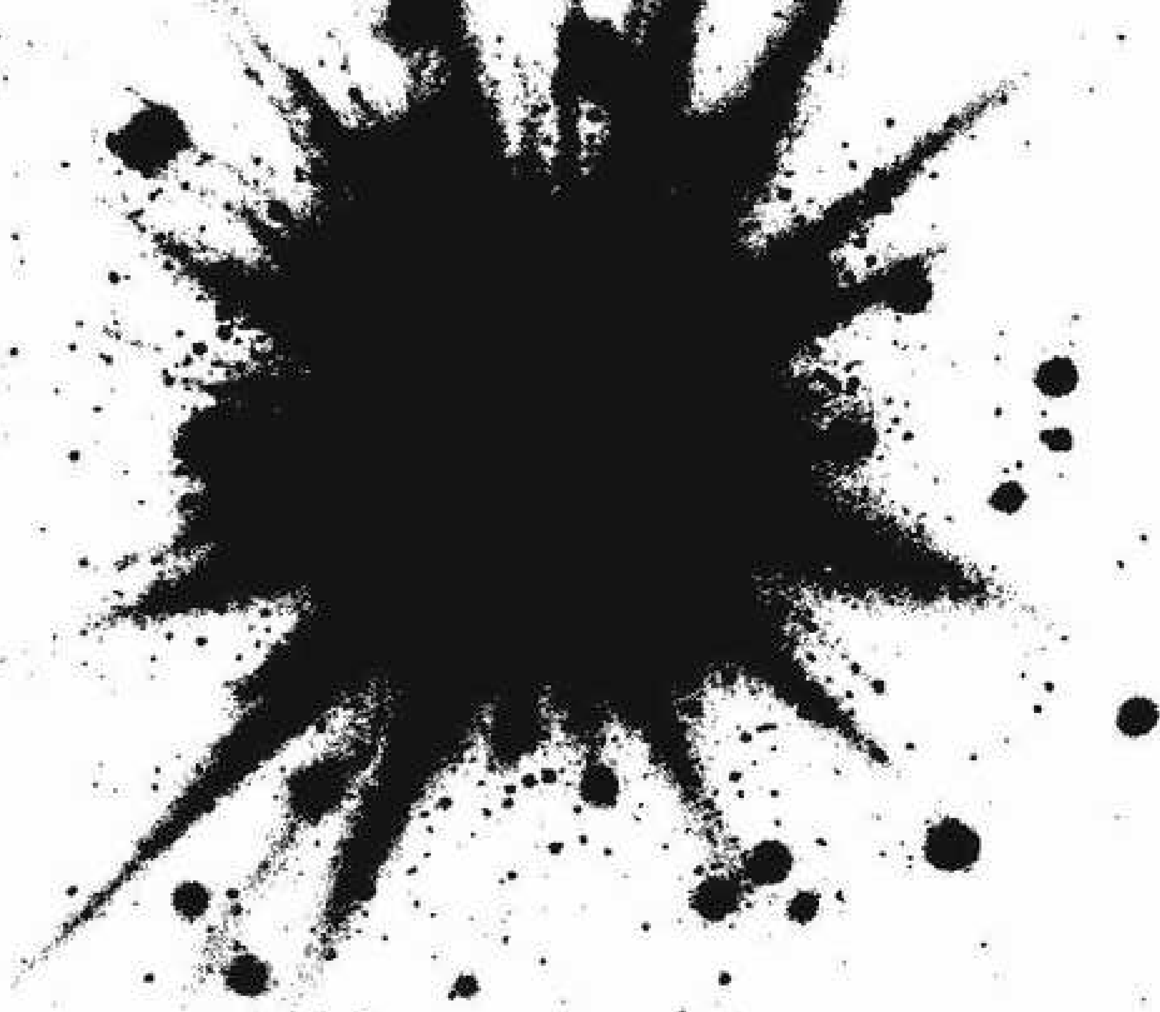




Los tres primeros minutos del Universo

Steven Weinberg

Biblioteca Científica Salvat

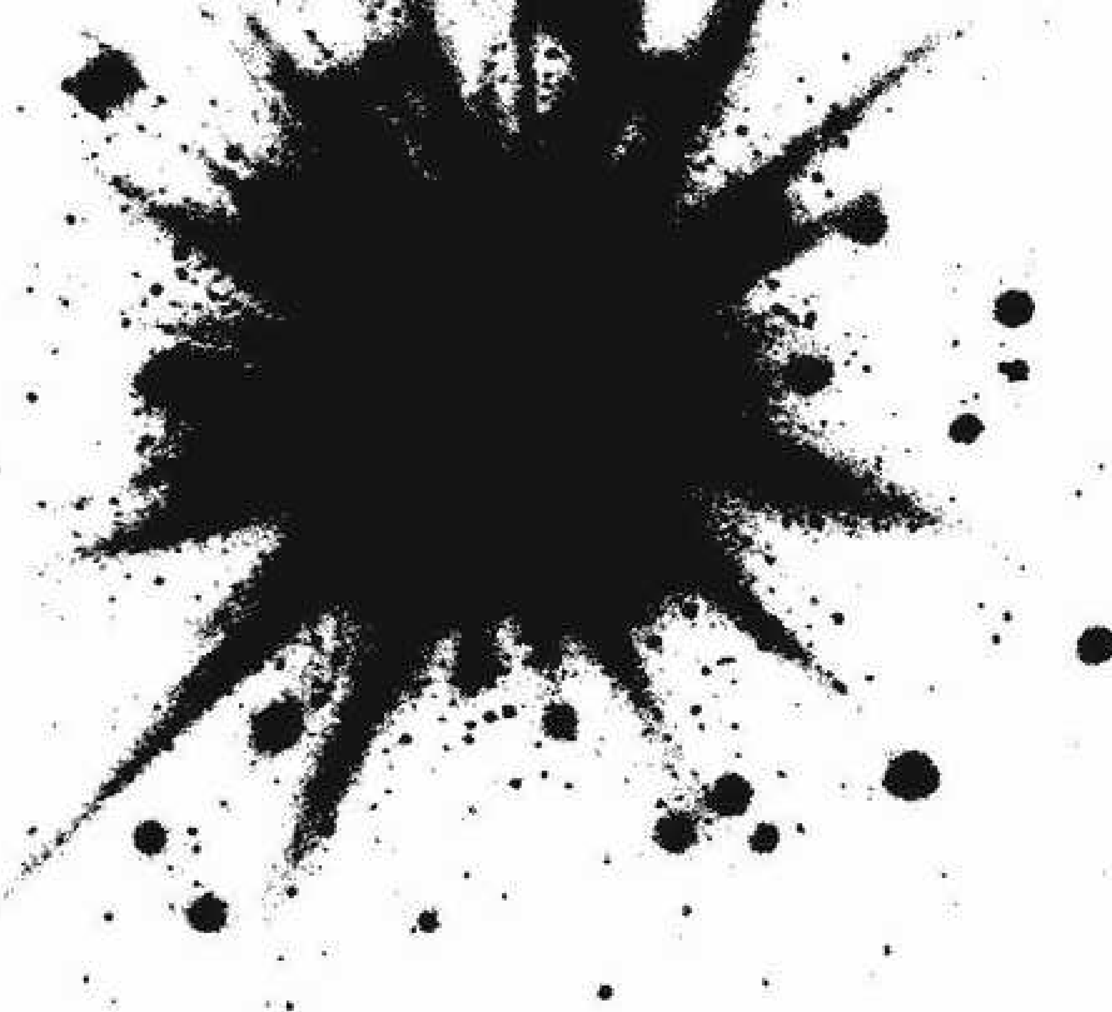


"En el principio fue una enorme explosión". Ésta podría ser la frase inicial de una biblia científica sobre el origen del Universo, y el autor de este libro, el premio Nobel Steven Weinberg, es uno de los que más ha contribuido al descubrimiento de este origen. Pero, además, Weinberg es también quien más ha hecho por difundir entre el público no especialista la teoría sobre la "Gran Explosión", al escribir *Los tres primeros minutos del Universo*. En este libro, Weinberg explica las bases científicas sobre las que se basa la teoría, y cuál fue el estado del Universo durante los primeros minutos de su existencia.

Steven Weinberg es uno de los máximos especialistas mundiales en física de partículas, y en 1979 recibió el premio Nobel por sus contribuciones a la elaboración de una teoría unificada de las fuerzas físicas fundamentales. En la actualidad es profesor en la Universidad de Austin (Texas).

Los tres primeros minutos del Universo





Los tres primeros minutos del Universo

Steven Weinberg

Biblioteca Científica Salvat